Office – Peter

Goodwin College Library
1926
No.

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye,** Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.– vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.–, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.– berechnet.

Alle **Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.**

No. 8. Ausgegeben am 15. April 1926. No. 708. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Koenigsberger, Über Kristallgitterporen. S. 215—217.

O. Lohaus, Nachweis einer Polarisationserscheinung bei der Elektrizitätsleitung in dem elektrisch doppelbrechenden Nitrobenzol. S. 217—218.

W. Heine, Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. S. 219—224.

F. Schramm, Beiträge zur Wellendemonstration. S. 224—226.

Zusammenfassende Berichte:

O. Blüh, Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Dielektrizitätskonstanten. S. 226—267.

Besprechungen:

H. v. Jhering, Maschinenkunde für Chemiker. S. 267—268.

H. Hahn u. H. Tietze, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik. S. 268.

F. Löwe, Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners. S. 268.

F. Honoré, Le Radium. S. 268.

O. Müller, Radioaktivität und neue Atomlehre. S. 268.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1926. S. 268—270.

Personalien. S. 270.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von O. Preßler, Leipzig, betr.: Hochleistungs-Photozelle.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Crommelin, C. A., Katalog der histor. Sammlg. von naturkundig. Instrumenten im Naturk. Laboratorium der Reichs-Universität in Leiden. Gr. 8°. 71 S. u. X. Mit 15 Abb. Leiden, Ed. Ijdo. 1926.

Dushman, S., Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik. (Deutsch von R. G. Berthold u. E. Reimann.) 8°. X u. 298 S. Mit 110 Abb. und 52 Tab. Berlin, J. Springer. 1926. Geb. M. 22.50.

Eleutheropulos, A., Die exakten Grundlagen der Naturphilosophie. 8°. VIII u. 116 S. Stuttgart, F. Enke. 1926. M. 4.80, geb. M. 6.—.

Elwell, C. F., Der Poulsen-Lichtbogengenerator. Ins Deutsche übertragen von Dr. A. Semm u. Dr. F. Gerth. 8°. IX u. 180 S. Mit 149 Textabb. Berlin, J. Springer. 1926. Br. M. 12.—, geb. M. 13.50.

Elsbach, A. C., Der Lebensgehalt der Wissenschaften. 8°. 39 S. Berlin, W. de Gruyter & Co. 1926. M. 1.20.

Formánek, J. u. J. Knop, Untersuchung und Nachweis organischer Farbstoffe auf spektroskopischem Wege. II. Teil. Lfrg 3. Gr. 8°. S. 367—574. Mit 41 Figuren u. 12 Tafeln. Berlin, J. Springer. 1926. M. 36.—.

Gehlhoff, G., Lehrbuch der technischen Physik. Band II: Optik, Elektrik. Gr. 8°. XX u. Seite 387—1145. Mit 761 Textabb. Leipzig, J. A. Barth. 1926. Br. M. 45—, geb. M. 48.—.

Günther, H. u. R. Hell, Antenne und Erde. 8°. 334 S. Mit 302 Abb. Stuttgart, Franckh'sche Verlagshandlg. 1926. M. 9.50.

Günther, H. u. H. Kröncke, Amateursender. 8°. 259 S. Mit 157 Abb. Stuttgart, Franckh'sche Verlagshandlg. 1926. M. 9.50.

Handbuch der Physik. Bd. X. Herausgegeben von H. Geiger u. K. Scheel. Red. v. F. Henning. Gr. 8°. VII u. 486 S. Mit 207 Abb. Berlin, J. Springer. 1926. M. 35.40; geb. M. 37.50.

Hoppe, E., Geschichte der Physik. 8°. VIII u. 536 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, A.-G. 1926. M. 30,—. geb. M 33.—.

Kottje, Fr., Erkenntnis und Wirklichkeit. (Beihefte zu den Annalen der Philosophie und philosophischen Kritik II.) Gr. 8°. VIII u. 185 S. Leipzig, F. Meiner 1926. M. 6.—.

Landé, A., Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. (Wissensch. Forschungsberichte, Naturwiss. Reihe. Bd. V.) 12., völlig umgearbeitete Auflage. Gr. 8°. XI u. 180 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1926. M. 12.—, geb. M. 13.20.

List, St., Probleme und Erkenntnisse der Naturwissenschaft im Wechsel der Jahrhunderte. (Dreiturmbücherei Nr 19.) 8°. 87 S. München, R. Oldenbourg. 1925. M. 1.60.

Nernst, W., Theoretische Chemie. 11.—15. Aufl. Gr. 8°. XVI u. 927 S. Mit 61 Textabb. Stuttgart, Ferd. Enke. 1926. Br. M. 46.—, geb. M. 50.—.

Nölke, Fr., Entwicklung im Weltall. (Probleme der kosmischen Physik VIII.) Gr. 8°. 134 S. Mit 10 Fig. u. 4 Tafeln. Hamburg, H. Grand. 1926.

Ocean Magnetic and Electric Observations, 1915—1921. (Researches of The Department of Terrestrial Magnetism. Volume V.) 4°. VII u. 430 S. Mit 15 Tafeln. Washington, Carnegie Institution of Washington. 1926.

Ollendorff, F., Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Gr. 8°. XVI u. 639 S. Mit 379 Textabb. u. 3 Tafeln. Berlin, J. Springer. 1926. Geb. M. 36.—.

Schmid, R., Physikalisches Meßpraktikum. 8°. VI u. 47 S. Mit 40 Textabb. Leipzig u. Wien, Fr. Deuticke. 1926. Br. M. 2.—.

Schmidt, W., Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. (Probleme der kosmischen Physik. VII.) Gr. 8°. VIII u. 118 S. Mit 5 Fig. Hamburg, H. Grand. 1925.

Tamari, L., Das Wesen und Wirken der Gravitation. 8°. 160 S. Charlottenburg, Foerster & Mewis. 1926.

Walter, B., Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik. 8°. VIII u. 333 S. Mit 89 Abb. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. A.-G. 1926. M. 14.—, geb. M. 16.—.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Einführung in die höhere Mathematik

für Studierende und zum Selbststudium

Von

Dr. Hans v. Mangoldt, Dr. ing.

Geh. Reg.-Rat und Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Danzig.

3 Bände

I. Band: **Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung und der analytischen Geometrie.** Mit 132 Figuren. 4. Auflage. 1923. XVII u. 516 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.—.

II. Band: **Differentialrechnung.** Mit 99 Figuren. 4. Auflage. 1925. XII u. 531 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.—.

III. Band: **Integralrechnung.** Mit 115 Figuren. 3. Auflage. 1922. XII u. 571 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.—.

Unter den neueren Lehrbüchern der höheren Mathematik erfreut sich das vorliegende mit Recht ganz besonderer Wertschätzung, und der Kreis derer, die das Werk mit Nutzen zu Rate ziehen, ist, wie u. a. die rasche Folge neuer Auflagen zeigt, in ständigem Wachsen begriffen. Es handelt sich hier um eine mit größter Sorgfalt und methodischer Gründlichkeit durchgeführte Darstellung der Grundlagen und des Aufbaues der höheren Mathematik, deren Anschaulichkeit jede Schwierigkeit des Verständnisses ausschaltet. Den auf der elementaren Kenntnis aufgebauten allgemeinen Entwicklungen werden durchweg eine Reihe spezieller Beispiele angefügt, deren Durchrechnung in allen Einzelheiten verfolgt wird. Der Studierende der Mathematik oder benachbarter, auf höhere Mathematik angewiesenen Wissensgebiete erhält dadurch eine Anführung, die ihn zu selbständigem Fortschreiten auf dem behandelten Gebiet befähigt, während anderseits auch derjenige, dessen Aufgaben ihn mehr gelegentlich auf höhere Mathematik hinweisen, ein Orientierungsmittel findet, das in den meisten Fällen die mathematischen Schwierigkeiten dieser Aufgaben wird beseitigen können.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 8. 15. April 1926. Redaktionsschluß für No. 10 am 5. Mai 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Koenigsberger, Über Kristallgitterporen. S. 215.

O. Lohaus, Nachweis einer Polarisationserscheinung bei der Elektrizitätsleitung in dem elektrisch doppelbrechenden Nitrobenzol. S. 217.

W. Heine, Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. S. 219.

F. Schramm, Beiträge zur Wellendemonstration. S. 224.

Zusammenfassende Berichte:

O. Blüh, Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Dielektrizitätskonstanten. S. 226.

Besprechungen:

A. v. Jhering, Maschinenkunde für Chemiker. S. 267.

H. Hahn u. H. Tietze, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik. S. 268.

F. Löwe, Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners. S. 268.

F. Honoré. Le Radium. S. 268.

O. Müller, Radioaktivität und neue Atomlehre. S. 268.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1926. S. 268.

Personalien. S. 270.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Kristallgitterporen.

Von J. Koenigsberger.

Das Vorhandensein kleiner Inhomogenitätsräume in einem einheitlichen Kristall ist durch genaue Dichtebestimmungen für kristallisierte Substanzen einfacher Zusammensetzung, z. B. Quarz, Diamant, Fluorit, seit langem wahrscheinlich gemacht; denn die Unterschiede in der Dichte betragen auch für reinstes Material mindestens einige Einheiten der vierten Dezimale. Oft liegen die Differenzen in der dritten Dezimale. Sie beruhen großenteils nicht auf Fehlerquellen der Messungen (Wägungsfehler, Wasserabsorption, Temperaturschwankungen usw.). Die mikroskopisch sichtbaren Einschlüsse von Flüssigkeiten können diese Dichteunterschiede in vielen Fällen auch nicht erklären, wie einfache Rechnungen auf Grund der Beobachtungen zeigen. Nur bei den sehr trüben Kristallen ist die Größenordnung der aus Zahl und Volumen der Einschlüsse (deren Dichte = 0,8 gesetzt wird) geschätzten Dichteverminderung (von etwa 10^{-3} bis 10^{-2}) der beobachteten Verminderung der Dichte annähernd gleich. Die submikroskopisch verursachte Dichteänderung ist anscheinend stets von geringerer Größenordnung (10^{-4} bis 10^{-3}).

Ob diese submikroskopischen inhomogenen Räume im Raumgitter des Kristalls, welche die Ursache der kleinen Dichteunterschiede in chemisch und optisch homogen erscheinenden Kristallen sein müssen, leer oder teilweise mit Flüssigkeit erfüllt sind, oder ob feste Substanzen von anderer Zusammensetzung und Dichte als der Kristall, geordnet oder ungeordnet eingelagert, die Räume ganz oder teilweise ausfüllen, weiß man nicht.

Neuerdings hat A. Smekal[1]) auf Grund von Untersuchungen von G. v. Hevesy[2]) darauf hingewiesen, daß die elektrolytische Stromleitung in vielen Kristallen Eigenschaften besitzt, die man am besten durch Vorhandensein innerer Oberflächen erklärt. Solche inneren Oberflächen bedingen einen inneren Hohlraum, wenn auch nur vielleicht von der Höhe des Durchmessers eines Atoms bzw. eines oder weniger Moleküle.

In den Fällen, wo nicht Kristallaggregate, sondern mehr oder minder einheitliche größere Kristallstücke vorliegen, ist es aus den folgenden Gründen wahrscheinlich, daß die Hohlräume („Poren“) im Kristall regelmäßig begrenzt und daß auch die submikroskopischen festen Fremdkörper, die der Kristall etwa aufgenommen hat, regelmäßig angeordnet sind.

I. J. Curie[3]) wies darauf hin, daß wegen des großen Unterschiedes in der Leitfähigkeit parallel und senkrecht zur Achse von Quarz die leitenden Räume in Quarzkristallen sich parallel der Längsachse erstrecken müssen, also gerichtet sind; er glaubte auf Grund von Erhitzungsversuchen, daß mit wässerigen Lösungen erfüllte, sehr lange und sehr dünne Kanäle parallel der Achse verlaufen und den Strom leiten.

Die kleinen, zahlreichen, mikroskopisch sichtbaren Hohlräume mit Einschlüssen haben zwar in allen Kristallen meist die Gestalt negativer Kristalle. Sie sind in Quarz nach der Hauptachse etwa 2—5 mal länger als senkrecht dazu.

1) A. Smekal, Physik. Zeitschr. **26**, 707. 1925.
2) G. v. Hevesy, Zeitschr. f. phys. Chem. **101**, 337, 1922; Zeitschr. f. Phys. **10**, 80, 1922.
3) J. Curie, Ann. chim. phys. (6) **17**, 385; **18**, 203, 1889.

Sie reihen sich nicht kontinuierlich parallel der Achse aneinander, können also nicht lückenlos die Leitung übernehmen. Bei Erhitzung über 250° (bei Atmosphärendruck von außen) springen diese Einschlüsse derart, daß die Lösung in ihnen sich auf flächenförmigen Rissen ausbreiten, deren Dimensionen parallel der Achse erheblich länger sind als senkrecht dazu. Es ist möglich, daß solche Rißflächen bei Quarzkristallen mit Flüssigkeitseinschlüssen schon ohne stärkeres Erhitzen, nur infolge häufiger Temperaturschwankungen, sich bilden. Gleichwohl müssen die Stromlinien auch in solchen Fällen mindestens zur Hälfte im Raumgitter des Quarzes selbst verlaufen; denn diese mikroskopischen Hohlräume sind in reinem Quarz zu selten, als daß sie auch bei sehr länglicher Gestalt eine orientierte Leitfähigkeit verursachen könnten. — Die Hypothese von Curie könnte sich also nur auf submikroskopische Kanäle stützen.

Der Befund von E. Warburg[1]) und von F. Tegetmeier[1]), wonach das die Leitung übernehmende Alkalion durch Lithium- und Natrium-, aber nicht durch das größere Kaliumion ersetzt werden kann, spricht eher dafür, daß die Alkaliatome nicht in Flüssigkeitseinschlüssen, sondern im Raumgitter des SiO_2 gesetzmäßig eingeschlossen sind, und daß sie vor allem in Richtung der Hauptachse verschiebbar sind.

2. Der sog. Kristallhabitus, d. h. die äußere Flächenbegrenzung eines Kristalls wird durch die Lösungsgenossen der auskristallisierten Verbindung oft stark beeinflußt[2]). Daß diese Lösungsgenossen in das Raumgitter des Kristalles eingeordnet sind, läßt sich leicht zeigen, wenn sie eine für das Auge sichtbare Färbung haben; denn fast stets ist, sowie die Kristalle nicht isotrop sind, ein mehr oder minder starker Pleochroismus damit verbunden. Wohl die Hälfte der natürlichen Mineralien mit sichtbarer Färbung verdankt die Farbe irgendwelchen Beimengungen. Die chemische Natur dieser färbenden Substanz ist unbekannt.

Man weiß aber aus den künstlichen Färbungen von Kristallen, z. B. mit Methylenblau, daß dieser Pleochroismus auch dann auftritt, wenn keine chemische Verwandtschaft zwischen eingeschlossener und einschließender Substanz besteht.

Kalziumfluorid als Fluorit zeigt rotgefärbt das Oktaeder, blau gefärbt den Würfel, bei rötlich violetter Färbung den Würfel mit Rhombendodekaeder und Oktaeder.

Dem Auge wahrnehmbar sind viele Eisenverbindungen, die Kristallen von andern Verbindungen beigemengt sind. Schon aus der Farbe kann man z. B. bei Kristallen von Titandioxyd in der Form des Rutils ersehen, daß die nach der c-Achse gestreckten Kristalle eisenhaltig sind, während kurz prismatische Kristalle hellrot eisenfrei sind.

Noch auffallender ist diese Abhängigkeit der Form von der Farbe bei dem Titandioxyd in der Modifikation des Anatas. In gelber Eigenfarbe ohne merkliche Fremdfärbung ist Anatas sehr flächenreich, kurz prismatisch, meist mit großer Basisfläche und mit vielen andern Flächen auskristallisiert. Rotbrauner Anatas zeigt Protopyramide und Basis mit einer mittleren Größe des Verhältnisses von Längs- und Querdimensionen. Bei stark blauer Färbung ist Anatas flächenarm und zeigt nur die Protopyramide. Je dunkler die blaue Farbe ist, um so stärker ist der Kristall durch treppenartigen Aufbau nach der Protopyramide in Richtung der Hauptachse verlängert. Die Zahl solcher Beispiele läßt sich leicht vermehren. Diese Tatsachen zeigen, daß viele Beimengungen auf die äußere Begrenzung des Raumgitters nach verschiedenen Richtungen einen bestimmten Einfluß haben und demgemäß regelmäßig im Raumgitter angeordnet sein dürften.

3. Bekanntlich zeigen Kristalle von zwei chemisch verschiedenen Substanzen gesetzmäßige Verwachsung miteinander, wenn nur ihre Raumgitter eine gewisse Ähnlichkeit (Isotypie von Rinne) zeigen. Solche Fälle sind aus Laboratoriumsversuchen, wie aus der Natur bekannt, z. B. Rutil aufgewachsen mit Eisenglanz (H. Baumhauer), Staurolith mit Disthen, Topas mit Granat. Es ist vom Zufall, von dem Konzentrationsverhältnis abhängig, ob die Aufwachsungen später überwachsen werden oder nicht. Bei obigen Beispielen sind zwar Einwachsungen seltener als Aufwachsungen; erstere sind aber auch vorhanden.

Doch auch chemisch wenig verwandte Substanzen sind, wie der Pleochroismus gefärbter Kristalle, z. B., wie schon erwähnt, anorganischer Verbindungen mit Methylenblau zeigt, orientiert im Raumgitter eingelagert. Dagegen dürfte der gegenteilige Fall fehlen, daß eingeschlossene, dilut verteilt färbende Substanzen keinerlei Pleochroismus zeigen.

Jeder Einschluß, auch der submikroskopische, bedingt aber, weil er sich nie nach allen Richtungen genau in das Raumgitter einfügen kann, und die Kompressibilität der festen Materie doch nur gering ist, kleine Ausweitungen, also

1) E. Warburg u. F. Tegetmeier, Wied. Ann. **32**, 442; **35**, 455, 1888; F. Tegetmeier, Wied. Ann. **41**, 18, 1890; F. Beckenkamp, Zeitschr. f. Krist. **15**, 513 u. bei Hintze, Handbuch der Mineralogie I, 1304, 1915.

2) Vgl. z. B. J. Koenigsberger, Zentralbl. f. Min. 1925, Abt. A., Nr. 11, 347.

Hohlräume im umschließenden Raumgitter. — Die submikroskopischen Einschlüsse sind, wie das Pleochroismusphänomen zeigt, meist isotyp. — Bei regelmäßiger isomorpher Verwachsung liegt bekanntlich die Auflockerung unterhalb der Grenzen der üblichen Dichtebestimmungen, die in diesen Fällen wohl auf einige Einheiten der dritten Dezimale genau sind. Bei isotyper Einwachsung muß eine stärkere Auflockerung stattfinden, die noch nicht bestimmt wurde, aber eine Ursache der eingangs erwähnten Dichteschwankungen sein könnte.

Die Versuche von G. Tammann[1]) über die Einwirkung chemischer Reagentien auf Mischkristalle geben einen Hinweis, wie man sich bei Ionenwanderung eine Abhängigkeit der Wanderungsgeschwindigkeit regelmäßig eingelagerter isotyper Fremdionen von der Richtung denken könnte. Wären die Fremdionen selbst nicht regelmäßig eingelagert, so würden sie längs der durch regelmäßige Einwachsungen aufgelockerten Flächen leichter wandern können.

4. Lokale Auflockerungen, und was dasselbe ist, freie Oberflächen dürften auch in einem chemisch einheitlichen Kristall zustande kommen, wenn der Kristall nicht ganz regelmäßig gebaut ist. Durch genaueste Untersuchungen der Röntgenstrahlinterferenzen wäre vielleicht festzustellen, ob manche sog. Vizinalflächen hiermit zusammenhängen[2]) oder ob diese nur Oberflächenerscheinungen sind, während das Raumgitter darunter einheitlich ohne jede Winkelabweichung bis zur Oberfläche durchsetzt.

Zu den natürlichen Kristallen mit besten Flächenreflexen gehört Apatit. Wenn obige Annahme zutrifft, so müßte dieser besonders scharfe Röntgeninterferenzen geben, während Sphen, Danburit usw. mit ihren schlechten Reflexen unscharfe Röntgeninterferenzbilder zeigen könnten. — Zweifelhaft ist aber, ob solche durch Fehler im Kristallbau verursachten freien Oberflächen im Innern allein ohne Einlagerung wanderungsfähiger Substanz, wenn das Raumgitter selbst isoliert, eine Leitfähigkeit bei Zimmertemperatur bewirken.

Durch die Untersuchungen von A. Joffe und E. Zechnowitzer[3]) ist nämlich festgestellt, daß die Zerstückelung des Raumgitters eines Steinsalzkristalles bei plastischer Deformation, wobei translatorische Gleitflächen sich ausbilden, allein noch keine Verbesserung der Leitfähigkeit bedingt. Ob dabei freie Oberflächen entstehen, ist allerdings noch zweifelhaft. Das hätte nur durch genaue Dichtebestimmungen festgestellt werden können, die aber bei Steinsalz wegen dessen hygroskopischen Eigenschaften recht schwierig sind. Die Verf. nehmen eine Eigenleitfähigkeit des Steinsalzes an.

Neben der durch Beimengungen und durch freie Oberflächen verursachten Leitfähigkeit besteht noch bei allen Kristallen Eigenleitfähigkeit durch die eigenen Ionen bzw. Elektronen, gleichgültig, ob diese Leitung durch Ionen- oder Elektronenstoß oder durch photoelektrische Effekte usw. bedingt ist. Die Eigenleitung tritt bei höherer Temperatur oft relativ stärker gegenüber der Fremdleitung hervor. Das folgt auch aus der Tatsache, daß bei tiefer Temperatur Unterschiede in der Leitfähigkeit mancher elektrolytischer Kristalle, die anscheinend und sicherlich auch sehr angenähert dieselbe Zusammensetzung haben, größer sind als bei höherer Temperatur.

Die im vorhergehenden zusammengestellten Tatsachen und Folgerungen lassen sich dahin zusammenfassen, daß die elektrolytische Zusatzleitfähigkeit, die durch irgendwelche Störungen (Kristallporen) und Beimengungen im Baueinheitlicher Kristalle verursacht ist, stark von der Richtung abhängig sein muß, soweit sich eine Richtungsabhängigkeit bei der Symmetrie des Raumgitters zeigen kann.

Freiburg i. B., Math.-physik. Institut d. Universität, März 1926.

(Eingegangen 11. März 1926.)

1) G. Tammann, Zeitschr. f. Metallkunde 1921, Septemberheft; vgl. auch das Buch von G. Tammann, Die chemischen und galvanischen Eigenschaften von Mischkristallreihen und ihre Atomverteilung. Leipzig 1919.

2) Hierauf scheinen die von A. Smekal, l. c. angeführten Versuche von C. G. Darwin und J. A. Wasastyerna zu deuten.

3) A. Joffe u. E. Zechnowitzer, Zeitschr. f. Phys. 35, 446, 1926.

Nachweis einer Polarisationserscheinung bei der Elektrizitätsleitung in dem elektrisch doppelbrechenden Nitrobenzol.

Von O. Lohaus.

Wenn man die in der Literatur angegebenen Werte der Kerrkonstanten für Nitrobenzol vergleicht, so findet man verschiedene Werte. Es muß also bei den Messungen ein Faktor eine Rolle spielen, der sich von Fall zu Fall verschieden stark auswirkt. Nun hat schon Quincke[1]) beim Schwefelkohlenstoff gefunden, daß seine elektrische Doppelbrechung unmittelbar nach dem Anlegen einer Gleichspannung stärker ist als nach einiger Zeit. 1910 wies Leiser[2]) darauf

1) Quincke, Wied. Ann. 19, 744, 1883.

2) Leiser, Abhandl. d. D. Bunsengesellschaft Nr. 4, 21, 1910.

hin, daß hierfür wohl ein Polarisationseffekt verantwortlich zu machen sei. Er schreibt: „Die einfachste Deutung dieser (von Quincke gefundenen) Erscheinung dürfte die sein, daß der ursprünglich lineare Potentialabfall zwischen den Platten (des Kerrkondensators) durch einen geringen Stromdurchgang und dadurch bedingte lokale Änderung der Ionenkonzentration sich verschiebt, indem er in der Nähe der Elektroden größer, in der Mitte, wo die Doppelbrechung beobachtet wird, kleiner wird." Es ist daher anzunehmen, daß auch beim Nitrobenzol eine sich ausbildende Polarisation die Messungen beeinflußt. Hierauf machte Ilberg[1]) kürzlich aufmerksam und erwähnt, daß ihm eine zuverlässige Neubestimmung der Kerrkonstanten für Nitrobenzol mit Gleichspannung wegen der Polarisation nicht möglich war.

Wenn nun infolge einer Polarisation eine solche Potentialverteilung eintritt, daß in der Nähe der Elektroden eine größere Feldstärke herrscht als in der Mitte zwischen den Elektroden, so müßte doch bei der Beobachtung der elektrischen Doppelbrechung diese Feldverteilung direkt ablesbar sein, d. h. die Doppelbrechung müßte sich am stärksten in der Nähe einer Elektrode und weniger stark in der Mitte zeigen. Beobachtungen in dem Sinne habe ich in der Literatur nicht finden können. Nun wissen wir aus den Arbeiten von Joffé[2]), daß die Polarisation beim Stromdurchgang durch Kristalle ihren Sitz in einer sehr dünnen Schicht an der Kathode haben kann. Wenn man daher annimmt, daß bei Flüssigkeiten sich die Polarisation auch in einer sehr dünnen Schicht ausbildet, so ist verständlich, daß man bei der makroskopischen Beobachtung des Kerreffektes die der Polarisation entsprechende Feldverteilung nicht gesehen hat. Ich habe daher mit dem Mikroskop nach einer solchen Polarisationsschicht gesucht, und zwar mit Erfolg.

Auf dem Drehtisch eines Mikroskopes, das provisorisch mit zwei Nikolschen Prismen versehen war, wurde eine kleine Kerrzelle untergebracht (Fig. 1). Auf einem Objektträger (*a*) lagen zwei geschliffene 0,5 mm dicke Kohleplättchen (aus einer Mikrophonmembran geschnitten) (*b*), die durch die Federn (*c*) an den Objektträger gedrückt wurden. Der Abstand der beiden Elektroden betrug etwa 1 mm. Zwischen die Elektroden wurde ein großer Tropfen Nitrobenzol gegeben und dann ein Deckglas darauf gelegt. Der Objektträger war auf einer Pertinaxplatte befestigt, die den Drehtisch bedeckte. Der kleine Kerrkondensator wurde so orientiert, daß das elektrische Feld zwischen den Kohleelektroden mit den Polarisationsebenen der Nikols Winkel von 45° bildete. Es wurden Kohleelektroden verwendet, weil bei metallischen Elektroden gerade an den Rändern, wo man beobachtet, störende Lichtreflexe auftreten. Das Nitrobenzol war als chemisch rein von Kahlbaum bezogen.

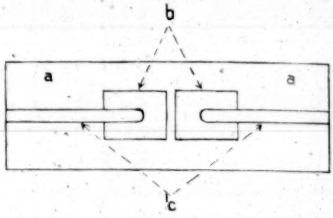

Fig. 1.

Wurde eine Wechselspannung von 1000 Volt und 500 Perioden an die Elektroden gelegt, so wurde der infolge der gekreuzten Nikols dunkle Zwischenraum gleichmäßig aufgehellt. Legte man eine Gleichspannung von 1000 Volt an, so wurde auch der Raum zwischen den Elektroden aufgehellt, außerdem trat am Rande der Kathode eine bedeutend hellere, bei etwa 50facher Vergrößerung ziemlich scharf begrenzte Linie auf. In Fig. 2 ist sie an der Kathode (*K*) gut zu

Fig. 2.

sehen. Bei 3—400facher Vergrößerung erkannte man deutlich, daß die Lichtintensität unmittelbar an der Kathode am größten ist und dann rasch, aber stetig, auf den Wert der Helligkeit des übrigen Raumes zwischen den Elektroden abfällt. Als obere Grenze der Schichtdicke, in der dieser Helligkeitsabfall zu beobachten war und in der also auch der Sitz einer Polarisation sein muß, ergab sich bei den vorliegenden Versuchsbedingungen etwa 0,01 mm. Wurde die Spannung umgepolt, so erschien die Lichtlinie an der anderen Elektrode. Weitere Flüssigkeiten wurden mit diesem Verfahren nicht untersucht.

Berlin-Schöneberg, Laboratorium der A.-G. Mix und Genest.

(Eingegangen 1. März 1926.)

1) Ilberg, Physik. Zeitschr. **26**, 901, 1925.
2) A. Joffé, Ann. d. Phys. **72**, 473, 1923.

Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom [1]).

Von W. Heine.

Die bekannte Methode, an der Oberfläche eines räumlich ausgedehnten Leiters Linien gleicher Spannung mittels zweier über ein Anzeigeinstrument verbundener Sonden aufzusuchen, wird neuerdings vielfach angewandt, um von der Erdoberfläche aus Lage und Ausdehnung unbekannter oder nur teilweise bekannter Erzlager oder -gänge festzustellen, sowie im Salzbergbau oder beim Bau von Talsperren, um Wasser führende Klüfte nachzuweisen. Es werden zu diesem Zwecke zwei geeignet gewählte Stellen des Bodens mit den Polen einer Stromquelle verbunden und mit einem Sondenabstand von 5—10 m bei willkürlich gewählten Anfangspunkten der Potentiallinien diese durch Abtasten des Bodens Punkt für Punkt gemessen, wobei der gefundene Punkt immer wieder als Ausgang für die nächste Messung dient. Auf diese Weise wird das Untersuchungsgebiet mit einem System von Potentiallinien überdeckt und durch topographische Einmessung der einzelnen Meßpunkte das Potentiallinienbild kartenmäßig festgelegt. An Stellen, wo im Untergrund Leitfähigkeitsunterschiede vorhanden sind, zeigen sich die Potentiallinien durch die Änderung des Spannungsabfalls deformiert, und umgekehrt werden aus solchen Deformationen Schlüsse auf vorhandene Einlagerungen gezogen. Fig. 1 zeigt schematisch den Verlauf der Potential- und Stromlinien und deren Deformation durch einen besser leitenden Störungskörper K.

Zu solchen Untersuchungen wird nun im allgemeinen Wechselstrom mittlerer Frequenz von 500 bis 1000 Perioden pro Sekunde benutzt, um die bei Gleichstrom an den Suchsonden auftretenden Polarisationserscheinungen zu vermeiden und als Anzeigeinstrument das Telephon benutzen zu können, in welchem der mittelfrequente Wechselstrom einen hellen, gut wahrnehmbaren Ton hervorruft. Auch ermöglicht die Verwendung von Wechselstrom die Benutzung von Niederfrequenzverstärkern, wodurch eine Erhöhung der Meßgenauigkeit erzielt wird.

Nun bringt es aber die Verwendung von Wechselstrom mit sich, daß das elekrische Feld im Boden nicht mehr allein von der Verteilung der Leitfähigkeit abhängt, sondern daß neben Ohmschem Widerstand noch durch Kapazität und Selbstinduktion hervorgerufene Wechselstromwiderstände auftreten, daß die Zuleitung zu den Elektroden sowie die einzelnen Stromfäden im Boden Induktionsströme erzeugen und daß hierdurch Phasenverschiebungen auftreten, welche nicht ohne Einfluß auf das Potentiallinienbild bleiben können. Es erhebt sich somit die Frage, inwieweit bei Verwendung von Wechselstrom von „Äquipotentiallinien" gesprochen werden kann, bzw. wie dieser Begriff zu modifizieren ist, und ferner die Frage nach der Art der durch Phasenverschiebung eventuell hervorgerufenen Deformationen der Linien und ihren Einfluß auf das durch Ohmsche Leitfähigkeitsunterschiede erzeugte Potentiallinienbild.

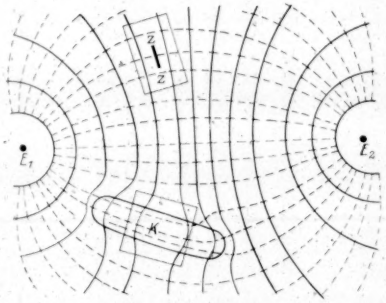

Fig. 1.

In strengem Sinn kann bei Wechselstrom von Äquipotentiallinien nur dann die Rede sein, wenn in jedem Punkte des Feldes die Richtung des elektrischen Spannungsvektors während einer Periode konstant ist. Sind die einzelnen Stromfäden in der Phase gegeneinander verschoben, dann ändert der Spannungsvektor im Laufe einer Periode seine Richtung, und damit gibt es auch keine Linien gleicher Momentanspannung, die während der ganzen Periode ihre Richtung behalten.

Nun haben M. Reich und F. Fischer[1]) an einer Modellmessung gezeigt, daß der Rückstrom in einem leitenden Medium in der Umgebung eines wechselstromführenden Kabels mit zunehmender Entfernung vom Kabel seine Phase kontinuierlich ändert, so daß bei Seewasser in einer Entfernung von rund 67 m vom Kabel der Rückstrom um fast 90° gegenüber dem im Kabel fließenden Strom phasenverschoben ist. Diese für den Rückstrom offener Richtungskabel

1) Eingehender behandelt in einem demnächst erscheinenden Heft „Die Verwendung des elektrischen Stromes zur Erforschung der obersten Erdkruste". Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von Prof. C. Mainka, Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin.

1) M. Reich u. F. Fischer, Über Stromverdrängung in Leitern mit unrundem Querschnitt. Zeitschr. f. Phys. **32**, Heft 5, 1925.

im Seewasser vorgenommene Untersuchung gilt nun auch, wenn auch wegen der erheblich schlechteren Leitfähigkeit des Erdreichs gegenüber Seewasser in schwächerem Maße, für den im Boden fließenden Wechselstrom. Daraus ergibt sich, daß, auch abgesehen von örtlichen Inhomogenitäten, in strengem Sinne hier nicht von „Äquipotentiallinien" gesprochen werden darf. Da aber die Änderung der Phase stetig und im Verhältnis zu dem Abstand der Suchsonden so gering ist, daß sie meßtechnisch nicht in Erscheinung tritt und deshalb für die Zwecke der Erduntersuchung außer Acht gelassen werden kann, erscheint es in nicht strengem Sinne zulässig, trotzdem die gemessenen Linien als Potentiallinien zu bezeichnen.

Anders ist es, wenn lokale Anomalien vorliegen. Es seien im folgenden zwei Fälle behandelt, welche für die Deutung der mit dieser Methode erzielten Meßresultate wichtig sind: erstens der Einfluß lokaler Unterschiede Ohmschen Widerstandes auf die Phasenverhältnisse; zweitens die Wirkung im Erdboden vorhandener natürlicher Kondensatoren. Es werde dabei angenommen, daß in den zu betrachtenden Teilgebieten die Stromlinien geradlinig verlaufen, so daß die Fig. 3—5 Ausschnitte aus dem Linienbild darstellen, wie sie etwa den in Fig. 1 umrandeten Gebieten entsprechen.

In beiden zu behandelnden Fällen weist das Auftreten breiten unvollständigen Minimums, wie es aus der Wechselstrom-Brückenmessung bekannt ist, darauf hin, daß die lokale Phasenverschiebung so erheblich ist, daß auch nah benachbarte Meßpunkte, die unter Umständen weniger als 1 m voneinander entfernt liegen können, nicht mehr als in Phase angesehen werden dürfen.

1. Unterschiede Ohmschen Widerstandes. Zwischen zwei Potentiallinien befinde sich in Richtung der Stromlinien eine Zone gegenüber der Umgebung erhöhter Leitfähigkeit, z. B. ein Erzgang. Der Ohmsche Widerstand eines Stromfadens in dieser Zone sei r_1, der eines Stromfadens des umgebenden Mediums r_2, so daß $r_1 < r_2$ ist. Da die Selbstinduktion ein Formfaktor ist und angenommen sei, daß die Gestalt zweier benachbarter Stromfäden nicht wesentlich voneinander abweicht, sei für beide Medien der Selbstinduktionskoeffizient L. Der wechselseitige Induktionskoeffizient zwischen den zwei betrachteten Stromfäden sei L_{12}. Werden die Ströme in den beiden Stromfäden dargestellt durch

$$i_1 = I_1 e^{j(\omega t - \varphi)} \qquad i_2 = I_2 e^{j(\omega t - \chi)},$$

wobei φ und χ noch zu bestimmende Phasenwinkel bedeuten, und die Spannung zwischen den außerhalb der Inhomogenität liegenden Potentiallinien gegeben durch $Ee^{j\omega t}$, dann gilt für die Spannungen in den beiden Stromfäden

$$i_1 (r_1 + j\omega L) + j\omega L_{12} \cdot i_2 = E e^{j\omega t}$$
$$i_2 (r_2 + j\omega L) + j\omega L_{12} \cdot i_1 = E e^{j\omega t}.$$

Berechnet man aus diesem Ansatz i_1 und i_2, dann ergibt sich

$$i_1 = \frac{E}{R_1} e^{j(\omega t - \varphi)} \qquad i_2 = \frac{E}{R_2} e^{j(\omega t - \varphi + \psi)},$$

wobei

$$R_1^2 = \frac{r_1^2 r_2^2 + \omega^4 (L^4 + L_{12}^4) + \omega^2 L^2 (r_1^2 + r_2^2 - 2\omega^2 L_{12}^2) + 2\omega^2 L_{12}^2 r_1 r_2}{r_2^2 + \omega^2 (L - L_{12})^2}$$

$$R_2^2 = \frac{r_1^2 r_2^2 + \omega^4 (L^4 + L_{12}^4) + \omega^2 L^2 (r_1^2 + r_2^2 - 2\omega^2 L_{12}^2) + 2\omega^2 L_{12}^2 r_1 r_2}{r_1^2 + \omega^2 (L - L_{12})^2}$$

und die hier wesentliche Phasenverschiebung ψ zwischen den Stromfäden 1 und 2 gegeben ist durch

$$\sin \psi = \frac{\omega (L - L_{12})(r_2 - r_1)}{\sqrt{[r_1^2 + \omega^2 (L - L_{12})^2][r_2^2 + \omega^2 (L - L_{12})^2]}}.$$

Um ein Bild von der Größe des Ausdrucks $L - L_{12}$ zu bekommen, seien die Stromfäden als parallele gerade Drähte von dem Durchmesser 2ϱ, der Länge l und dem Abstand a angesehen. Dann gelten, wenn l groß gegen a und ϱ ist, die Näherungsformeln

$$L = 2l\left(\ln \frac{2l}{\varrho} - 0{,}75\right) \qquad L_{12} = 2l\left(\ln \frac{2l}{a} - 1\right)$$

und es ist somit

$$L - L_{12} = 2l\left(0{,}25 + \ln \frac{a}{\varrho}\right).$$

Da a nicht kleiner als ϱ, sondern für unmittelbar benachbarte Stromfäden immer noch 2ϱ wird, ist somit $L - L_{12}$ stets positiv. Nach den oben gemachten Annahmen soll $r_2 > r_1$ sein. Somit ist ψ positiv: der in dem Stromfaden 1, d. h. in der Zone erhöhter Leitfähigkeit verlaufende Strom ist gegen den Strom, der in dem diese Zone umgebenden Medium fließt, in der Phase um ψ verzögert.

Es ist in der Wechselstromtechnik, welche von einer gegebenen Maschinenspannung ausgeht und Stromstärke und Leistung im Verhältnis zu

dieser berechnet, üblich und praktisch, von phasenverschobenem Strom in bezug auf diese gegebene Maschinenspannung zu sprechen. Will man aber wie hier die Spannungsverhältnisse innerhalb der Stromfäden und zwischen denselben betrachten, dann ist zu beachten, daß die Phasenverschiebung des Stroms gegen die Maschinenspannung hervorgerufen wird durch Überlagerung dieser durch die von Selbstinduktion, Kapazität und Wechselinduktion erzeugten um 90° gegen die ursprüngliche Spannung verschobenen Gegenspannungen. Es gilt das Ohmsche Gesetz somit in der Modifikation, daß an die Stelle der ursprünglichen Spannung die resultierende Spannung $E e^{j(\omega t - \varphi)}$ und an Stelle des Ohmschen Widerstandes der resultierende Wechselwiderstand R tritt. Voraussetzung für solche Betrachtungsweise ist, daß in dem betrachteten Abschnitt eines Leiters die Widerstandskomponenten gleichmäßig verteilt sind und keine plötzliche Änderung erfahren.

Diese Voraussetzung ist nach den oben gemachten Annahmen hier erfüllt. Es ist somit für die Spannung in den beiden Stromfäden zu setzen

$$E_1 = i_1 R_1 = E e^{j(\omega t - \varphi)}$$
$$E_2 = i_2 R_2 = E e^{j(\omega t - \varphi + \psi)}$$

oder bei Übergang zu trigonometrischer Darstellung

$$E_1 = E \sin(\omega t - \varphi) \quad E_2 = E \sin(\omega t - \varphi + \psi).$$

Da die Stromfäden im Boden durchweg untereinander leitend verbunden sind, hat die Phasenverschiebung der in den Stromfäden herrschenden Spannungen zur Folge, daß außer in Richtung der Stromfäden selbst senkrecht zu diesen eine gegen die Spannungen in den Stromfäden wieder phasenverschobene Wechselspannung besteht, die je nach Überwiegen des Momentanwertes der einen Spannung über die andere von Stromfaden 1 nach 2 oder umgekehrt gerichtet ist. Fig. 2

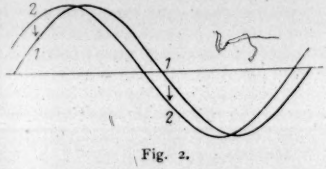

Fig. 2.

veranschaulicht diese Erscheinung und zeigt bei willkürlich angenommenen Werten der Phasenverschiebung durch die eingezeichneten Pfeile den Verlauf dieser „Sekundärspannung" im Verhältnis zu den Hauptspannungen während einer Periode.

Sei x der Spannungsabfall in Richtung des Stromfadens i während der positiven Halbperiode und y derjenige in Richtung von 1 nach 2, dann ist, wenn noch der Nullpunkt der Spannung um φ verlegt wird, $x = E \sin \omega t$, und der Spannungsabfall zwischen beiden Stromfäden ist gegeben durch die Differenz der beiden Amplitudenwerte

$$y = x - E \sin(\omega t + \psi).$$

Somit ist

$$x + y = x \cos\psi + \sqrt{E^2 - x^2} \sin\psi$$

oder

$$2(1 - \cos\psi) x^2 + y^2 + 2(1 - \cos\psi) x y - E^2 \sin^2\psi = 0.$$

Dies ist die Gleichung einer Ellipse, welche um den Mittelpunkt um einen Winkel δ gegen die x-Achse gedreht ist, der sich berechnet zu

$$\operatorname{tg} 2\delta = -\frac{2(1 - \cos\psi)}{2\cos\psi - 1}$$

und deren halbe Achsen A und B sind

$$A = \frac{E\sqrt{2}\sin\psi}{\sqrt{3 - 2\cos\psi - \sqrt{8\cos^2\psi - 12\cos\psi + 5}}}$$

$$B = \frac{E\sqrt{2}\sin\psi}{\sqrt{3 - 2\cos\psi + \sqrt{8\cos^2\psi - 12\cos\psi + 5}}}$$

Der Vektor der elektrischen Spannung hat also, wie zu erwarten war, keine feste Richtung mehr, sondern schwingt während einer Periode in einer Ellipse. Auch für nah aneinander gelegene Meßpunkte kann in diesem Fall nicht mehr angenommen werden, daß die Spannungen beider in Phase sind. Somit ist der durch Einstellung auf Minimum gefundene Meßpunkt auch nach der oben modifizierten Bezeichnungsweise nicht mehr als Punkt einer Äquipotentiallinie anzusprechen.

Dagegen erscheint es für die Zwecke der Bodenuntersuchung sinnvoll und entspricht dem Sprachgebrauch in der Praxis, die große Achse der Spannungsellipse als Hauptrichtung des Spannungsabfalls und damit als Hauptstromrichtung, die senkrecht dazu stehende kleine Achse als Richtung der „Äquipotentiallinie" in noch weniger strengem Sinne und zugleich Richtung eines „sekundären" Spannungsabfalls zu bezeichnen. Nimmt man diese Bezeichnung auf, dann ergibt sich aber, daß die Hauptstromrichtung gegen die Richtung des ursprünglichen Stromfadens um den Winkel δ verschwenkt ist, und daß somit auch die Potentiallinie eine gleiche Richtungsänderung erfahren hat.

Berechnet man für den Stromfaden 2 in gleicher Weise die Schwingungskurve des Spannungsvektors, unter Beibehaltung des positiven Vorzeichens von y für die Richtung des Spannungs-

abfalls von 1 nach 2, dann ist, da die Spannung in 1 der in 2 nacheilt, zu setzen

$$x = E \sin \omega t \qquad y = E \sin (\omega t - \psi) - x$$

und die Gleichung der Kurve ist

$$2\,(1 - \cos\psi)\,x^2 + y^2 - 2\,(1 - \cos\psi)\,xy - E^2 \sin^2\psi = 0.$$

Der Koeffizient von xy, welcher die Drehung der Ellipse angibt, hat diesmal negatives Vorzeichen und für den „Deformationswinkel" δ gilt

$$\operatorname{tg} 2\delta = + \frac{2\,(1 - \cos\psi)}{2\cos\psi - 1},$$

d. h. die Verschwenkung des Stromfadens 2 erfolgt nach der entgegengesetzten Seite wie innerhalb des besser leitenden Gebiets.

Da mit zunehmender Entfernung von der Zone erhöhter Leitfähigkeit deren Einwirkung auf die im umgebenden Medium verlaufenden Stromfäden abnimmt, wird auch die durch die Phasendifferenz bewirkte Deformation der Potentiallinien abnehmen. Dasselbe muß in dieser Zone nach der Mitte zu erfolgen, da aus Symmetriegründen die Verschwenkung an ihren beiden Rändern nach entgegengesetzten Seiten erfolgt und sich deshalb nach der Mitte zu ausgleichen muß. Es ergibt sich somit für die Potentiallinie beim Überschreiten einer solchen Zone infolge der Phasenverschiebungen ein Verlauf, wie ihn schematisch Fig. 3 darstellt.

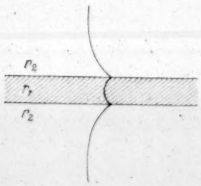

Fig. 3.

Diese durch Phasenverhältnisse bewirkte Verbiegung der Potentiallinie überlagert sich der durch Unterschiede des Spannungsabfalls in beiden Medien erzeugten Deformation, die sie verstärkt oder schwächt. Denn die „Phasendeformation" ist immer nach einer Seite gerichtet (über die elektrische Mitte als Symmetrielinie weiter unten). Die „Spannungsdeformation" aber erfolgt so, daß die Potentiallinien nach den Enden des besserleitenden Gebiets zu verschoben werden. Die Ausbiegung der Linien wird also an dem einen Ende der Einlagerung vergrößert, an dem anderen Ende verwischt, und damit besteht für die geophysikalische Deutung der Linien die Gefahr, daß durch das Fehlen eines entsprechenden „Gegenbogens" der Störungskörper falsch lokalisiert wird.

Steht die Zone erhöhter Leitfähigkeit nicht senkrecht, sondern fällt schräg ein, dann ist die Phasendeformation nicht mehr symmetrisch zu beiden Seiten der Zone, sondern ihre Wirkung muß auf der Seite des „Hangenden" stärker sein und weiter reichen, als auf der Seite des „Liegenden". Deshalb tritt auch erfahrungsgemäß das breite Minimum vornehmlich auf der Seite des Hangenden auf und kann somit als Kriterium für die Fallrichtung einer an der Oberfläche nicht sichtbaren Störung benutzt werden. Fällt

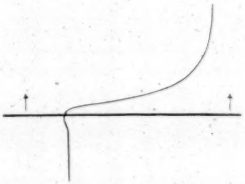

Fig. 4.

die Zone sehr flach ein und ist selbst von geringer Breite, dann wird die Potentiallinie wesentlich nur auf der Seite des Hangenden deformiert. Solche „Schleppung", wie sie Fig. 4 darstellt, wurde z. B. beobachtet an dem Ausbiß einer flach einfallenden Überschiebungsfläche, die als Quellhorizont gegenüber dem trockenen Gestein erhöhte Leitfähigkeit besaß. Die Pfeile in der Figur geben die Richtung des Einfallens der Überschiebungsfläche an.

2. Natürliche Kondensatoren im Erdboden. Verlaufen die Stromfäden senkrecht zu einer Zone abweichender Leitfähigkeit und ist diese so schmal, daß die Leitfähigkeitsunterschiede als Grund für Deformationen der Linien und Phasenverschiebungen unmittelbar nicht in Betracht kommen können, daß also die oben untersuchten Verhältnisse nicht gegeben sind, dann weist das Auftreten von breitem Minimum darauf hin, daß es sich in diesem Falle um das Vorhandensein kondensatorähnlicher Gebilde handeln muß, welche als Ursache von Phasenverschiebungen anzusehen sind.

Solche Gebilde sind aber in der Natur tatsächlich vorhanden. Quarzgänge zwischen weicheren und besser leitenden Gesteinen wirken wie ein Dielektrikum zwischen leitenden Flächen; auch Erzgänge und mit Wasser durchsetzte Kluftzonen, die beide meist in mehreren parallelen Schichten auftreten und mit schlechter leitendem Gestein untersetzt sind, haben den Charakter von Plattenkondensatoren. Es ist also anzu-

nehmen, daß solche Gebilde auf den senkrecht dazu fließenden Strom wie natürliche Kondensatoren wirken und demgemäß Phasenverschiebungen hervorrufen.

Betrachtet man wieder zwei Stromfäden, von denen der Faden 1 den natürlichen Kondensator enthalten möge, während 2 kapazitätsfrei sei, dann ergeben sich ganz analoge Resultate wie oben, nur mit dem Unterschied, daß wegen der Wirkung des Kondensators die Spannung in 1 diesmal der in 2 voraneilt. Für den Stromfaden 1 gilt somit, wenn φ der Winkel der Phasenverschiebung ist, die Beziehung

$$x = E \sin \omega t \qquad y = x - E \sin (\omega t - \varphi)$$

und die Gleichung der Spannungsellipse wird

$$2 (1 - \cos \varphi) x^2 + y^2 - 2 (1 - \cos \varphi) x y - E^2 \sin^2 \varphi = 0.$$

Daraus folgt für den Deformationswinkel δ des Stromfadens 1

$$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{2 (1 - \cos \varphi)}{2 \cos \varphi - 1}.$$

Für den Stromfaden des ungestörten umgebenden Mediums ergibt sich ebenso für $\operatorname{tg} 2\delta$ der gleiche Ausdruck, doch mit negativem Vorzeichen.

Nimmt man wieder aus meßtechnischen Gründen die Richtung der kleinen Ellipsenachse als Richtung der Potentiallinie, dann zeigt sich auch hier die Potentiallinie durch Phasenverschiebungen deformiert, und zwar bei dem Kondensator in entgegengesetzter Richtung wie bei Ohmschen Leitfähigkeitsunterschieden.

Zur Veranschaulichung der Wirkung solcher natürlicher Kondensatoren auf Strom- und Potentiallinienverlauf werde angenommen, daß der Kondensator eine ihrer Länge und Breite nach begrenzte senkrecht zur Erdoberfläche stehende Gang- oder Kluftzone Z ist, auf die die Stromfäden senkrecht zulaufen. Eine Deformation der Linien durch veränderten Ohmschen Spannungsabfall tritt hier nicht auf. Infolge der Kondensatorwirkung der Zone werden aber an deren Enden die Stromfäden in der Weise deformiert, wie in Fig. 5 schematisch durch die gestrichelten Linien dargestellt ist, während die Potentiallinien einen Verlauf nach Art der ausgezogenen Linien haben müssen. Mit zunehmender Entfernung von den Enden der Zone wird die Phasenverschiebung sich ausgleichen, und die Linien werden in ihrer ursprünglichen Richtung verlaufen.

Nun ist aber noch zu beachten, daß der Linienverlauf eine Unsymmetrie in bezug auf die Zone Z aufweist. Diese Unsymmetrie hängt, wie leicht erkennbar, zusammen mit dem Vorzeichen der Spannung und dadurch mit der Lage der Zone in bezug auf die elektrische Mitte. Während einer halben Periode besitze die Elektrode E_1 positive, die Elektrode E_2 negative Spannungswerte. In der elektrischen Mitte, die bei homogenem Gelände mit der Mittelsenkrechten auf der Elektrodenverbindungslinie zusammenfällt, ist ständig das Potential Null. Für die Halbebene von der elektrischen Mitte nach der Seite der Elektrode E_1 hin gelten dann die Verhältnisse der linken Hälfte von Fig. 2 (unter Vertauschung der Indizes 1 und 2) und die positiven Werte von x in der Spannungsellipse; für die Halbebene nach der Seite der Elektrode E_2 hin die der rechten Hälfte von Fig. 2 und der negativen Werte von x, mit der Maßgabe aber, daß die Stromrichtung die gleiche wie in

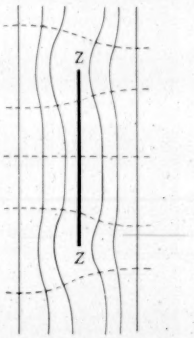

Fig. 5.

der anderen Halbebene ist, daß also die Spannungsellipse um 180° um die y-Achse gedreht gedacht werden muß. Damit kehrt sich die Richtung der Verschwenkung um und die Potentiallinie Null erscheint als Symmetrielinie in bezug auf die durch Phasenverschiebung hervorgerufene Deformation der Strom- und Potentiallinien. Liegt der natürliche Kondensator gerade in der elektrischen Mitte, dann kann er keine Deformationen hervorrufen, weil dort, wie auch die Phasenverhältnisse sein mögen, immer das Potential Null besteht und somit keine Spannungsdifferenzen zwischen den Stromfäden auftreten können. Fig. 5 gilt somit für die Halbebene, die nach der Seite der Elektrode E_1 hin liegt, so daß die elektrische Mitte in der Figur rechts von der Zone Z liegen muß. Es ist klar, daß die gleiche Symmetriebeziehung auch für die bei Leitfähigkeitsunterschieden durch Phasenverschiebungen hervorgerufenen Deformationen gilt. Infolgedessen ist in den Fig. 3 und 4 der linke Bildrand der näher gelegenen Elektrode zuge-

kehrt, während die elektrische Mitte sich jenseits des rechten Bildrandes befinden muß.

Das Achsenverhältnis $\frac{A}{B}$ der Schwingungsellipse ist lediglich eine Funktion des Phasenwinkels und kann deshalb zur Bestimmung der Phasenverschiebung benutzt werden. Denn $\frac{A}{B}$ ist gleich dem Quotienten der effektiven Spannungen in Richtung der Stromlinie und der Potentiallinie, also im Maximum und im Minimum und somit meßbar. Die Messung der effektiven Spannungen kann dabei entweder objektiv erfolgen mit Gleichrichter und Galvanometer, oder subjektiv durch Messung der Lautstärken mit Parallelohm. Sei das Quadrat des Achsenverhältnisses η, dann ist nach obigem

$$\eta = \frac{3 - 2\cos\varphi + \sqrt{8\cos^2\varphi - 12\cos\varphi + 5}}{3 - 2\cos\varphi - \sqrt{8\cos^2\varphi - 12\cos\varphi + 5}}$$

und nach einfacher Umrechnung ergibt sich für die Phasenverschiebung der Ausdruck

$$\cos\varphi = \frac{6\eta - \sqrt{\eta^4 - \eta^3 - 4\eta^2 - \eta + 1}}{\eta^2 + 6\eta + 1}.$$

Zusammenfassung. Bei der Untersuchung des Erdbodens mit Wechselstrom ändert sich mit zunehmender Entfernung von der Elektrodenverbindungslinie, wie Reich und Fischer gezeigt haben, die Stromphase kontinuierlich. Deshalb können die mit Sonden gemessenen Linien nicht in strengem Sinne als Äquipotentiallinien angesprochen werden, sondern nur insofern als die Phasenänderung im Verhältnis zur Sondenentfernung sehr langsam erfolgt.

In Gebieten ungleicher Leitfähigkeit werden die Phasenverschiebungen so beträchtlich, daß sie sich in der Messung durch Auftreten breiten Minimums bei nicht völligem Verschwinden des Tons in der Minimumlage bemerkbar machen. Die Rechnung ergibt das Auftreten elliptischer Schwingung des Spannungsvektors, die Abhängigkeit des Achsenverhältnisses dieser Ellipse von dem Phasenwinkel und eine Verschwenkung der Ellipsenachsen gegen die ursprüngliche Stromrichtung. Nimmt man, wie es in der Praxis geschieht, die Richtung der kleinen Achse der Schwingungsellipse als „Potentiallinienrichtung", dann ruft also die Phasenverschiebung eine Deformation der Potentiallinien hervor. Diese überlagert sich der durch Unterschiede des Spannungsgefälles bewirkten Linienverzerrung, welche sie verstärkt oder verwischt. Ein Übersehen dieser Tatsache muß zu falschen geophysikalischen Ausdeutungen führen.

In gleicher Weise bewirken im Boden vorhandene „natürliche Kondensatoren" Phasenverschiebungen und Deformationen der Potentiallinien, aber in entgegengesetztem Sinne wie bei ungleicher Leitfähigkeit.

Für die durch Phasenverschiebungen hervorgerufenen Deformationen ist die elektrische Mitte (Potentiallinie Null) Symmetrielinie.

Aus den Intensitätsverhältnissen im Maximum und im Minimum des Spannungsabfalls läßt sich die Größe der Phasenverschiebung berechnen.

(Eingegangen 10. März 1926.)

Beiträge zur Wellendemonstration [1].

Von Franz Schramm.

Der bekannten Wheatstoneschen Longitudinalwellenmaschine [2]) haften folgende Mängel an, die auf dem relativ kleinen Durchmesser der Walze beruhen: Die einzelnen Teilchen des Mediums werden durch Parallelogramme dargestellt, die verschieden gerichtet sind und außerdem bei der Drehung der Walze ihre Gestalt ändern. Ferner hat man nicht den Eindruck, daß die Wellenbewegung in der Ebene unmittelbar hinter dem Spalt vor sich gehe, sondern man bemerkt, daß sich die Teilchen eigentümlich am Spalt „vorbeischrauben". Dazu kommt noch der Nachteil, daß die Maschine nur zu Demonstrationen in kleinen Hörsälen geeignet ist.

Diese Mängel lassen sich beheben, wenn man die Maschine in eine Projektionswellenmaschine umwandelt, wobei man die Kurven in durchsichtiger Form auf einen Glaszylinder wickelt und von innen heraus projiziert.

Bei der Konstruktion der Diagramme, die prinzipiell mit den von Wheatstone angegebenen übereinstimmen, sind folgende Größen zu beachten (Fig. 1; der Übersichtlichkeit wegen sind die Nullinien der sin-Kurven punktiert eingetragen):

Der Umfang u des Glaszylinders, die Länge λ der longitudinalen Welle, der Abstand a der Teilchen in der Ruhelage, die Strichdicke d,

1) Auf mehrfachen Wunsch soll hier nachträglich die Longitudinalwellenmaschine, die auf dem Physikertag 1925 vom Physikalischen Institut Danzig vorgeführt wurde, näher beschrieben werden. — Betreffs der Vorführungen über stehende Transversalwellen, bei denen die ankommende und die reflektierte Welle als Rechts- oder Linksschraube unter Zugrundelegung des zuerst von E. Mach angegebenen und neuerdings von Herrn Pohl in sehr elegante Form gebrachten Prinzips dargestellt wurden, sei nur erwähnt, daß der Schatteneindruck trotz der Kompliziertheit des Gebildes überraschend klar ist, wenn man nicht mit einer punktförmigen, sondern mit einer etwas ausgedehnten Lichtquelle (Pauspapierscheibe von etwa 5 cm Durchmesser vor kleiner Bogenlampe) beleuchtet.

2) Vgl. z. B. Müller-Pouillet I, 2, 1906.

maximale Amplitude A und Länge l jeder einzelnen sin-Linie einer Periode und endlich die „Verschiebung“ b, die angibt, um welchen Betrag jede sin-Linie gegen die benachbarte in ihrer Längsrichtung verschoben ist.

Die Kurven sind bei dem praktisch ausgeführten Modell mit schwarzer Ausziehtusche zunächst auf Pauspapier gezeichnet worden, wobei als Unterlage Millimeterpapier diente, so daß die genauen Maße unmittelbar verwandt werden konnten. Bei den fortschreitenden Wellen dienten zum Ausziehen der Diagramme aus starkem Papier angefertigte Schablonen, bei der stehenden Welle wurde eine Latte benutzt, wie sie die Schiffbauer zum Zeichnen von Schiffslinien gebrauchen.

Um möglichst große Helligkeit des Bildes zu erreichen, wurden von den Originalzeichnungen Abzüge auf Rollfilme hergestellt. Die Umkehrung des Schwarz in Weiß, die dabei stattfindet, verbessert eher den Eindruck.

Der mit dem Kurvensystem versehene Film wird um einen Glaszylinder gelegt, und die Enden werden aufeinander festgeklebt.

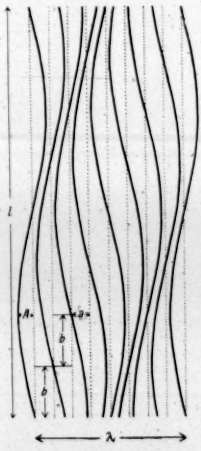

Fig. 1.

In der Fig. 2 ist nur ein Stück des Zylinders gezeichnet. Er befindet sich in einem Untersatz U, der um eine wagerechte Achse A drehbar ist. Das Licht der Bogenlampe L wird durch einen Kondensator konvergent gemacht. Es fällt in voller Breite auf den 1 mm weiten Spalt S, auf ein totalreflektierendes Prisma (in der Figur als Spiegel dargestellt) und schließlich in den hier nicht gezeichneten Projektionskopf bei P, der auf dem Wandschirm ein Bild des beleuchteten Filmstreifens entwirft.

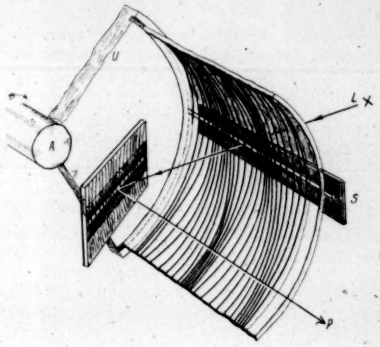

Fig. 2.

Folgende vier Fälle wurden praktisch durchgeführt:

1. Die fortschreitende Welle.

Durch Versuche wurde zunächst festgestellt, daß zur Erzielung des günstigsten Projektionseindruckes die für die Zeichnung des Diagrammes wichtigen Größen wie folgt bemessen sein müssen: $u = 56$ cm, $\lambda = 4{,}2$ cm, $a = 0{,}3$ cm, $d = 0{,}1$ cm, $A = 0{,}4$ cm, $l = 56$ cm, $b = 4$ cm. Im ganzen wird eine Breite von zwei Wellenlängen gleich 8,4 cm benutzt. Bei der Projektion kann man unter anderem sehr schön sehen, in wie eigentümlicher Weise sich die den Verdünnungen angehörenden Teilchen entgegengesetzt der Fortpflanzungsrichtung der Welle bewegen.

2. Der einzelne fortschreitende Wellenzug.

Er könnte z. B. dadurch entstehen, daß ein Stempel in einem nach einer Seite sehr langen, mit Luft gefüllten Rohr eine einzige harmonische Bewegung ausführt. Während der Stempel selbst nach einem Hin- und Rückgang völlig in Ruhe verharrt, pflanzt sich eine Welle durch das Rohr hindurch fort. Der anfängliche und schließliche Ruhezustand der Teilchen wird im Diagramm durch gerade Linien dargestellt, an die sich die sin-Kurven anschließen und in die sie wieder übergehen. — $u = 60$ cm, $\lambda = 4{,}2$ cm, $a = 0{,}3$ cm, $d = 0{,}1$ cm, $A = 0{,}4$ cm, $l = 21$ cm, $b = 1{,}5$ cm. — Das Modell entspricht einer Rohrlänge von etwa 10 cm.

3. Die Reflexion am dichteren Medium.

Als Medium könnte man sich z. B. eine feste Wand denken. In dem Augenblick, in

dem die reflektierte Welle von der Wand ausgeht, haben die Teilchen ihre Bewegung unter dem Einfluß der ankommenden Welle noch nicht beendet. In einem bestimmten Gebiet treffen beide Wellen aufeinander und rufen die bekannte Interferenzerscheinung hervor. $u = 60$ cm, $\lambda = 4{,}2$ cm, $a = 0{,}3$ cm, $d = 0{,}1$ cm, $A = 0{,}4$ cm, $l = 18{,}2$ cm, $b = 1{,}3$ cm.

4. Die stehende Welle.

Als Beispiel einer stehenden Welle ist der Schwingungsvorgang in einer gedeckten Pfeife gewählt, wenn sie sich auf $^3/_4$ Wellenlängen abteilt. $u = 60$ cm, $\lambda = 4$ cm, $a = 0{,}2$ cm, $d = 0{,}1$ cm, $l = 60$ cm.

Die einzelnen sin-Linien sind hier in ihrer Längsrichtung nicht gegeneinander verschoben und besitzen außerdem verschiedene maximale Amplituden. Die sin-Kurve, die den Schwingungsbauch darstellt, hat eine größte Auslenkung von 0,5 cm. Das Bild gibt einen sehr guten Eindruck des ganzen Schwingungsvorganges. —

Es fragt sich, ob durch die neue Maschine der bekannten Weinholdschen Projektionseinrichtung für longitudinale Wellen[1]) gegenüber ein Vorteil erzielt worden ist. Diese Frage muß bejaht werden. Weinhold benutzt nämlich exzentrische Kreise. Sie liefern bei ihrer Drehung keine sin-Schwingungen, sondern kompliziertere Wellenformen, die zur Einführung in die Wellenlehre wenig geeignet sind. Außerdem versagt die von Weinhold angewandte Methode der rotierenden Scheibe bei der Darstellung der Reflexion einer Welle, weil der Umfang der Kreise in der Nähe des Drehpunktes sehr klein ist. Das von Weinhold als Ersatz benutzte Vorbeiziehen einer Scheibe bedeutet der Drehbewegung gegenüber einen erheblichen Nachteil. Dagegen ist das Zustandekommen der longitudinalen Wellen aus Sinusschwingungen bei der hier beschriebenen Maschine völlig klar, so daß das Zeichnen der Diagramme sogar als Schülerübung sehr geeignet sein dürfte, da es das Verständnis für Wellenvorgänge zu wecken imstande ist. —

Die vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Danzig auf Anregung von Herrn Prof. Ramsauer ausgeführt worden, dem ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte.

Danzig, Physikalisches Institut, Februar 1926.

(Eingegangen 11. März 1926.)

1) Siehe Weinhold, Physikalische Demonstrationen S. 241, 1905.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Dielektrizitätskonstanten.

Von Otto Blüh.

Inhalt.

Einleitung.
A. Theoretische Betrachtungen.
1. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante.
2. Dipoltheorie der anomalen Dispersion.
3. Dipolmomente.
4. Dielektrizitätskonstante und Quantentheorie.
B. Neue Methoden zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten.
1. Die verbesserte Nernstsche Methode.
2. Erzeugung ungedämpfter Schwingungen von der Größenordnung eines Meters.
3. Resonanzmethoden.
4. Die Ellipsoidmethode von Fürth.
5. Schwebungsmethoden.
6. Verschiedene andere Methoden.
C. Meßergebnisse.
I. Gase.
1. Temperaturabhängigkeit.
2. Druckabhängigkeit.
3. Die Dielektrizitätskonstanten verflüssigter Gase.
4. Die Dielektrizitätskonstante von Dämpfen.
II. Flüssigkeiten und Lösungen.
1. Temperaturabhängigkeit.
2. Abhängigkeit der DEK vom Druck.
3. Dielektrizitätskonstanten einiger Substanzen.
4. Absorption und Dispersion.
5. Flüssigkeitsgemische.
6. Dielektrizitätskonstante und chemische Konstution.
7. Die Dielektrizitätskonstante des Wassers.
8. Die Dielektrizitätskonstanten wässeriger Lösungen.
9. Die Dielektrizitätskonstanten nichtwässeriger Lösungen.
10. Theoretische Betrachtungen über die Dielektrizitätskonstanten von Lösungen.
11. Die Dielektrizitätskonstanten von kolloidalen Lösungen und flüssigen Kristallen.
12. Die Dielektrizitätskonstante in der Biologie.
III. Feste Körper.
1. Die Dielektrizitätskonstanten fester Substanzen bei verschiedenen Bedingungen.
2. Die Dielektrizitätskonstante der Phosphore.
3. Dielektrische Nachwirkungserscheinungen.

Einleitung.

Betrachtet man die Ergebnisse der Forschung auf dem Gebiete der Dielektrizitäts-

konstanten seit dem Erscheinen der Debyeschen kinetischen Theorie der Isolatoren (24, 25, 26), so erkennt man, daß ein großer Teil der seither verfaßten Arbeiten in engem Zusammenhang mit dieser Theorie steht, soweit sie ihr nicht überhaupt die Entstehung verdanken. Der Grundgedanke dieser Theorie besteht im Anschluß an die kinetische Theorie des Paramagnetismus darin, daß die Moleküle gewisser Substanzen elektrische Dipole enthalten. Unsere Anschauungen über den Aufbau der Materie lassen eine derartige Ansicht ohne weiteres zu, indem wir uns nur vorzustellen brauchen, daß die Schwerpunkte der positiven und negativen elektrischen Ladungen, aus welchen wir uns ein Molekül konstituiert denken, nicht zusammenfallen. Vorher haben sowohl Sutherland (139) als auch Reinganum (125) die gleiche Annahme von der Existenz fertiger elektrischer Dipole in den Molekülen, wenn auch in anderem Zusammenhang, gemacht. Und schon zu einem weitaus früheren Zeitpunkt hat Clausius (20) sich den polarisierten Zustand eines Isolators ganz im Sinne unserer modernen Ansichten vorzustellen vermocht; in seiner Mechanischen Wärmetheorie schreibt er vom polarisierten Zustand des Glases: „Man kann sich denken, die betreffenden Körperchen seien schon im natürlichen Zustand des Glases, bevor es noch von außen her eine elektrische Einwirkung erleidet, elektrisch polar, aber die Lagerung der Teilchen sei unregelmäßig, so daß die positiven und negativen Pole in gleicher Weise nach allen Seiten gerichtet seien und daher eine gemeinsame Wirkung der Teilchen in einem bestimmten Sinne unmöglich sei." Ein äußeres elektrisches Feld soll die Teilchen beeinflussen, „so daß die positiven Pole vorwiegend nach der einen, die negativen Pole nach der anderen Seite gekehrt seien, wodurch natürlich eine gemeinsame Wirkung möglich wird."

Die Debyesche Dipoltheorie hat einmal die Temperaturabhängigkeit, dann die anomale Dispersion im Gebiete verhältnismäßig langer elektrischer Wellen zumindest qualitativ erklärt. Mit dem letzteren Anwendungsgebiet steht die von Fürth (38) klargelegte Beziehung zwischen Dielektrizitätskonstante und Viskosität von Lösungen in engem Zusammenhang. Daß eine „dielektrische Analyse" (der Ausdruck stammt von Thiel und Daßler [150]) auf Grund von Dipolvorstellungen möglich ist, hat der Referent (8) zu zeigen versucht.

Der zusammenfassende Bericht von Schrödinger (147) im Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus von Grätz ist gerade zu dem Zeitpunkte abgeschlossen worden, von wo an die neuen theoretischen Grundlagen wirksam wurden. Aber nicht nur daß sich seither das theoretische Interesse anderen, auch nicht in direktem Zusammenhang mit der Dipoltheorie stehenden Fragen: den Dielektrizitätskonstanten der Phosphore, der Kolloide, der flüssigen Kristalle, biologisch wichtiger Substanzen, zugekehrt hat, fand auch eine bedeutende Veränderung in den zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten gebräuchlichen Methoden statt. Darin stand die Entwicklung ganz im Zeichen des Röhrensenders, welcher die Anwendung ungedämpfter Schwingungen an Stelle der gedämpften gestattet. Besondere Schaltungen lassen ihn auch zur Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen geeignet erscheinen. Wo auf die größtmöglichste Genauigkeit Wert gelegt werden muß, sind mit Hilfe der Überlagerungsmethode Fortschritte erzielt worden, die es ermöglichen, Änderungen der Dielektrizitätskonstanten in der Größenordnung 10^{-5} zu bestimmen. Die Schwierigkeiten, welche zum Teil auch jetzt noch der Messung der Dielektrizitätskonstanten gut leitender Substanzen im Wege stehen, dürften in Kürze durch eine von Fürth (39, 40) angegebene Ellipsoidmethode behoben sein.

Dieser Bericht kann insofern als Fortführung des Schrödingerschen Berichtes gelten, als er sich zur Aufgabe macht, ohne Gewähr auf Vollständigkeit, die seit dessen Erscheinen publizierten Arbeiten zu referieren. Die Literatur ist am Ende des Berichtes alphabetisch nach Autoren geordnet und mit fortlaufenden Zahlen versehen, zusammengestellt. Das Wort Dielektrizitätskonstante, gleichgültig, ob es in Einzahl oder in Mehrzahl gebraucht wird, ist im Text durch die Buchstaben DEK abgekürzt.

A. Theoretische Betrachtungen.

1. Temperaturabhängigkeit der DEK. Die Tatsache der Temperaturabhängigkeit der DEK einer Reihe dielektrischer Substanzen war seit langem bekannt. Diese Stoffe gehorchten daher der Clausius-Mosottischen Beziehung nicht, denn da die Größen Temperatur und Druck im Ausdrucke

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} \qquad (1)$$

nicht vorhanden sind, wird allgemein auch bei Temperatur und Druckänderungen eine Konstanz dieses Ausdruckes verlangt, insofern nicht die erwähnten Änderungen die Dichte d beeinflussen. Über die Ursachen der Abhängigkeit mit der Temperatur konnte nur eine neue Theorie Auskunft geben, welche über die Anschauungen der

Elektronentheorie hinausgeht. Nach Debye[1])(24) sollen in den Isolatoren nicht nur elastisch gebundene Elektronen vorhanden sein, sondern noch fertige elektrische Dipole von konstantem elektrischem Moment, deren Träger die das Dielektrikum aufbauenden Moleküle sein sollen. Unter dieser Annahme ist man imstande, die Temperaturabhängigkeit der DEK auf Grund der klassischen statistischen Mechanik zu erklären. Die Polarisation eines aus Dipolen aufgebauten Isolators setzt sich aus zwei gesonderten Effekten zusammen, nämlich erstens aus der Verschiebung der Elektronen und zweitens einem Richteffekt auf das ganze Molekül. Ein äußeres elektrisches Feld wirkt auf das Dielektrikum so, daß es einmal die Verschiebungselektronen aus ihren Ruhelagen herauszieht und dann die Moleküle, welche selbst temperaturunabhängige elektrische Momente tragen, in die Feldrichtung zu stellen bemüht ist. Dieses Richtbestreben des elektrischen Feldes wird nun aber durch die Wärmebewegung, welcher die Moleküle des Dielektrikums auch unterliegen, gestört und die Einstellung wird um so mehr gehemmt werden, je höher die Temperatur ist. Die Wärmebewegung, als diejenige Bewegung, welche ja bestrebt ist, einen möglichst ungeordneten Zustand der Dipolachsen herzustellen, wird eine vollständige Einstellung in die Richtung der Kraftlinien überhaupt nicht zulassen und es kann sich nur ein statistisches Gleichgewicht ausbilden. Als solches stellt sich nunmehr die Polarisation dar und sie wird abhängig sein von der Zahl und Stärke der Dipole und von der Intensität der Wärmebewegung.

Macht man also die zweifache Annahme, daß erstens das Dielektrikum Leitungselektronen enthält und zweitens Moleküle von unveränderlichem Moment m, so muß man für die Polarisation P, welche unter der Wirkung des Feldes E entsteht, einen zweigliedrigen Ausdruck erhalten, dessen erster Summand von der Temperatur unabhängig ist und die Wirkung der Verschiebungselektronen darstellen wird, der zweite die Temperatur enthalten soll. Der Ausdruck für die Polarisation lautet:

$$P = E(\varepsilon_0 - 1) + E \cdot a/T \qquad (2)$$

und da die dielektrische Verschiebung

$$D = P + E,$$

wird

$$D = E \cdot (\varepsilon_0 + a/T) \qquad (3)$$

und die DEK

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + a/T. \qquad (4)$$

1) Man vergleiche außer der Originalarbeit besonders den Debyeschen Artikel: „Theorie der elektrischen und magnetischen Molekulareigenschaften" im Handbuch der Radiologie (26).

Die für kleine Feldstärken gültige Formel für die Polarisation ist nun

$$P = (E + P/3)\,\Theta. \qquad (5)$$

Dabei bedeutet Θ eine Temperaturfunktion vom Aussehen

$$\Theta = 3b + 3a/T. \qquad (6)$$

a und b sind konstante Größen. Für die DEK erhält man

$$\varepsilon = \frac{1 + 2\frac{\Theta}{3}}{1 - \frac{\Theta}{3}} \qquad (7)$$

oder bei Ersatz des Θ durch Ausdruck (6) und Umformung

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot T = a + b \cdot T. \qquad (8)$$

Es zeigt sich also, daß das Produkt der charakteristischen Größe $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot T$ mit der Temperatur T eine lineare Funktion von T ist. Gleichung (8) sollte streng genommen noch die Dichte enthalten, was aber von Debye vernachlässigt wird.

Einen Vergleich mit der Erfahrung an Hand von älteren Messungen von Abegg und Seitz bestätigt die Richtigkeit von Formel (8) für die Temperaturabhängigkeit der Alkohole im Intervall 150° bis 300° abs. Auch die geforderte Linearität ist erfüllt. Berechnet man die Größen $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot T$ und trägt sie als Ordinaten in ein Diagramm ein, wo in der Abszissenachse die Temperatur läuft, so bekommt man die lineare Abhängigkeit. Die Konstante a der Gleichung (8) ist gleich der von der Ordinate in $T = 0$ abgeschnittenen Höhe, b ist gleich der Tangente des Neigungswinkels. Das Vorhandensein der Verschiebungselektronen bedingt die Neigung der Geraden. Wäre die Wirkung der Verschiebungselektronen allein vorhanden, so wäre $a = 0$ und (8) ginge in $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = b$ über, was aber mit der konstatierten Temperaturabhängigkeit nicht in Einklang zu bringen ist.

Ähnliche Vorstellungen wie Debye machte sich auch E. Schrödinger (146) und später, scheinbar unabhängig von Debye J. J. Thomson (151). Die Debyesche Theorie hat zahlreiche Arbeiten im Gefolge gehabt und es hat sich im Laufe dieser Untersuchungen herausgestellt, daß Gleichung (8) nur eine beschränkte Gültigkeit besitzt und die geforderte Linearität nur in wenigen Fällen genau erfüllt ist. Von Bedeutung ist die Theorie von

Gans (45, 46), welche zwar am wesentlichen Inhalt der Debyeschen Theorie nichts ändert, aber durch Annahmen, welche sich auch auf dem Gebiete des Magnetismus bewährt haben, die erwähnten Unstimmigkeiten in manchen Fällen beseitigt. Gans zieht nämlich, anschließend an seine Überlegungen auf dem Gebiete des Paramagnetismus, noch den gegenseitigen Einfluß der Molekularfelder in den Kreis der Betrachtungen. Dieselben sollen nämlich, weil ihre Wirkung nach allen Seiten gleich wahrscheinlich ist, zur Unterstützung der Wärmebewegung beitragen und wie diese die Einstellung der Dipole in die Feldrichtung hindern.

Stellt man sich ein Molekül in einer Flüssigkeit vor, so wird das Feld F, welches von einem in der Umgebung befindlichen Molekül an der Stelle des ersten erzeugt wird, zeitlich nach Größe und Richtung schwanken. Der zeitliche Mittelwert sei F_1; die Feldschwankungen um diesen Mittelwert seien F_2. Wenn einmal das Feld $F = F_1 + F_2$ ist, so wird sich das Molekül in diesem Feld einstellen wollen, worauf man die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Orientierung mit Rücksicht auf F nach dem Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetz bestimmen kann. Es wird so die Richtungswahrscheinlichkeit in bezug auf das Gesamtfeld mit dem Wahrscheinlichkeitsgesetz der Schwankung F_2 vereinigt und soll nach Gans erst den richtigen Mittelwert des beobachteten Moments ergeben. Die Schwankungen des Zusatzfeldes sind aber, wie Debye bemerkt, außerordentlich rasch, da sich das Zusatzfeld während der Rotation des Moleküls, welche ca. eine Zeit 10^{-13} sec braucht, stark verändert. In dieser kurzen Zeit dürfte es daher nicht zu der von Gans verlangten Einstellung kommen. Den Einwand, daß das molekulare Feld nicht konstant ist, beantwortet Gans damit, daß er die Gültigkeit seiner Überlegungen nur für extrem tiefe Temperaturen aufrecht erhält, indem bei den dann herrschenden geringen thermischen Bewegungen die Verschiebung der Teilchen gegeneinander eine sehr langsame ist; ebenso soll bei hohen Temperaturen die Theorie Geltung haben, weil dann die heftige Wärmebewegung den Einfluß der molekularen Felder vollkommen überdeckt.

In der Gansschen Theorie erhält man für den Clausius-Mosottischen Ausdruck

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d} = C + \frac{A}{T}\,\Phi\left(\frac{T}{B}\sqrt{\frac{1-\gamma d}{d}}\right). \quad (9)$$

A, B, C und γ sind Konstanten folgenden Aussehens

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{16\sqrt{\pi}\mu^2 N_0^2}{9RM};\\ B &= \frac{4N_0^2\cdot\mu^2}{3R}\sqrt{\frac{\pi}{s^3\cdot M\cdot N_0}};\\ C &= \frac{4\pi N_0 g}{3M};\\ \gamma &= \frac{8}{3\pi}\left(\frac{BC}{A}\right)^2; \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

wobei, wie man sieht, γ von A, B und C abhängig ist. Φ ist eine von Gans berechnete Funktion. Dabei bedeuten: R die Gaskonstante, M das Molekulargewicht, d die Dichte, N die Loschmidtsche Zahl, g das induzierte Moment und μ das permanente Moment des Moleküls und T die absolute Temperatur. Schreibt man (9) unter Berücksichtigung von (10) folgendermaßen

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d} = \frac{4\pi N_0}{3M}g + \frac{16\sqrt{\pi}\mu^2 N_0^2}{9RMT}\,\Phi(\tau) \quad (11)$$

und ist

$$\tau = \frac{T\sqrt{1-\gamma d}}{B\sqrt{d}},$$

so wird für sehr hohe Temperaturen und geringe Dichten $\Phi(\tau)$ den konstanten Wert $\sqrt{\pi}/4$ annehmen, so daß für diesen Spezialfall (11) in das bekannte $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{a} = a + \frac{b}{T}$ übergeht. Letztere Formel unterscheidet sich von der Debyeschen nur durch den Faktor $1/d$ auf der linken Seite und den Ausdruck $\Phi(\tau)$ auf der rechten. Die Weglassung von $1/d$ ist nämlich, wie aus einer Zusammenstellung von Isnardi (76, 77) hervorgeht, unstatthaft. Es zeigt sich, daß nicht einmal der Sinn des Kurvenverlaufes von $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$ und $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$ übereinstimmt.

Tabelle I. Äthylalkohol.

t	ε	$v = 1/d$	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$
$+10^0$	27,5	1,253	0,8983	1,126
-10^0	30,5	1,227	0,9076	1,114
-45^0	35,5	1,190	0,9200	1,094
-70^0	41,0	1,154	0,9302	1,073
-110^0	50,5	1,107	0,9302	1,044

Tabelle II. Methylalkohol.

t	ε	$v = 1/d$	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$
$+10^0$	33,5	1,245	0,9156	1,139
-10^0	37,5	1,217	0,9240	1,124
-40^0	44,0	1,176	0,9348	1,100
-70^0	51,5	1,138	0,9440	1,074
-100^0	60,0	1,100	0,9520	1,047

Die Werte für die DEK stammen aus einer Arbeit von Abegg und Seitz, die Werte für das spezifische Volumen $v = 1/d$ aus einer Untersuchung von Seitz, Altertum und Lechner. Man erkennt, daß bei beiden Substanzen $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$ mit der Temperatur zunimmt, während Debye (24) aus der Abnahme von $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ mit steigender Temperatur eine Bestätigung seiner Theorie erblickte. Die Abnahme tritt aber nur, wie schon bekannt war, bei Gasen auf, während bei Flüssigkeiten das Experiment zeigte, daß es sowohl solche mit positiven als auch mit negativen Temperaturkoeffizienten gibt. Noch vor dem Erscheinen der Gansschen Arbeit haben verschiedene Autoren diese Diskrepanz der Debyeschen Theorie zu lösen versucht.

J. Kroò (91) erhält unabhängig von Debye die gleiche Temperaturfunktion wie dieser. Boguslawski (11) hat als erster versucht sich darüber eine Vorstellung zu bilden, welche es gestattet sowohl ein Anwachsen als ein Abnehmen der Größe $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$ zu verstehen. Nach der Elektronentheorie sind die Ladungen eines Isolators durch quasielastische Kräfte an ihre Ruhelagen gebunden. Daher kommt man auch zur Vorstellung, daß die elektrischen Polarisationen proportional der Feldstärke sein müssen. Boguslawski verändert die aus der Elektronentheorie stammende Vorstellung in der Weise, daß er von der Annahme rein quasielastischer Kräfte abgeht. Wenn die Arbeit bei der Verschiebung einer Ladung um die Strecke x gleich ist

$$A = ax^2 + cx^4,$$

so bewirkt das Glied vierter Ordnung ein Abnehmen von $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$ mit wachsender Temperatur, wenn $c > 0$, ein Anwachsen, wenn $c < 0$. Auch von Czukor (23) wird die Annahme verwertet, daß die an das Molekül gebundenen Elektronen asymmetrisch schwingen, d. h. die sie bindenden Kräfte nicht mehr quasielastisch sind und die zu einer Formel für die Temperaturabhängigkeit führt. Schließlich hat noch Lundblad (101) versucht eine Theorie aufzustellen, welche auch die Druckabhängigkeit der DEK erklären soll, also ein Verhalten, welches die Debyesche Theorie nicht löst.

Lundblad geht von der Voraussetzung aus, daß infolge der elastischen Kopplung der Elektronen die DEK von den innermolekularen Entfernungen abhängt. Der Clausius-Mosottische Ausdruck bleibt nur dann konstant, wenn das Molekül vollkommen starr ist; er wird mit zunehmender Temperatur abnehmen, wenn sich die Entfernungen der Verschiebungselektronen vergrößern. Während man sowohl nach der älteren Theorie als auch der von Debye bei genügend starkem Drucke den Ausdruck $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d}$ beliebig groß machen kann, zeigt Lundblad, daß er mit wachsendem Druck sich einem Grenzwert nähert. Bei Temperaturerhöhung wird nicht nur die Dichte d geändert, sondern auch die Wirkungsflächen, wodurch je nach den Umständen ein positiver oder negativer Temperaturkoeffizient entsteht.

In einer Arbeit von Lertes (96) über den Temperaturkoeffizienten der DEK wird gezeigt, daß die von Bergholm (7) vertretene Ansicht, seine eigenen Messungen stünden in Widerspruch mit der Dipoltheorie, unbegründet ist.

2. Dipoltheorie der anomalen Dispersion. Die Relation $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.}$, für die statische DEK abgeleitet, folgt aus der Clausius-Mosottischen Theorie. Sie ist ein Spezialfall der Lorentz-Lorenzschen Formel

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.}, \qquad (12)$$

nämlich für den Fall, daß die Frequenz der Schwingung gleich Null ist. Man muß sehr wohl zwischen statischer und dynamischer DEK unterscheiden; nach den heutigen Methoden kommt nur mehr letztere in Betracht. Die dynamische DEK für die Schwingungszahl ν ist

$$\varepsilon = n^2(1 - \varkappa^2), \qquad (13)$$

wobei n der Brechungsindex und $\varkappa$ der Absorptionskoeffizient bedeutet. Für sehr langsame Schwingungen geht (13) in die bekannte Beziehung $n^2 = \varepsilon$ über; für lange elektrische Wellen nähert sich also der Brechungsindex der statischen DEK. Aus der Maxwellschen Theorie müßte die Gültigkeit der Beziehung allgemein gefolgert werden. Es sind auch eine Anzahl Fälle, wo sie zutrifft, bekannt. Das Beispiel des Wassers zeigt aber ganz deutlich den fundamentalen Unterschied, denn dessen DEK ist etwa 40mal größer als das Quadrat seines Brechungsindex.

Daß man überhaupt nur von einer DEK für eine bestimmte Wellenlänge sprechen darf, zeigt das Auftreten von Dispersion im elektrischen Teil des Spektrums. Die klassische Theorie vermag überhaupt nicht das Auftreten von Dispersion und auch Absorption im Gesamtspektrum zu erklären. Beide treten im Gefolge von Leitfähigkeit auf, aber in manchen Fällen lassen sich die im optischen Gebiet oft sehr starken Absorptionsstreifen so nicht deuten.

Von „anomaler" Dispersion (Drude) spricht man dann, wenn n in einem gewissen Spektralbereich mit wachsendem ν abnimmt. Eine solche findet sich auch im elektrischen Teile des Spektrums und es zeigen beispielsweise Wasser und Alkohol im Gebiete kurzer Hertzscher Wellen eine starke Veränderung des Brechungsindex. Und zwar tritt mit zunehmender Schwingungszahl eine stetige Abnahme von dem verhältnismäßig hohen Wert der statischen DEK zu einem niedrigeren Wert ein, der sich dem optischen Brechungsindex nähert. Die Bezeichnung „anomale" Dispersion im elektrischen Spektralbereich wird in Analogie zu der optischen Bezeichnungsweise beibehalten, obzwar in ersterem die Abnahme der DEK mit zunehmender Frequenz die Regel ist. Ältere Arbeiten über Dispersion sind im Bericht von Schrödinger (147) zitiert; die Besprechung der neueren Arbeiten folgt an passender Stelle.

Diese „anomale" Dispersion tritt nun, wie Debye (25, 26) beobachtete, bei den Substanzen auf, bei welchen man auf Grund der Temperaturabhängigkeit ihrer DEK auf Moleküle mit permanenten elektrischen Momenten schließen darf. Stellt man sich vor, daß ein Dielektrikum, dessen Moleküle Dipole sind, in ein elektrisches Feld gebracht wird, so werden sich, wie oben auseinandergesetzt, die Moleküle im Feld orientieren und nach einer endlichen Zeit eine solche Einstellung erfahren haben, daß jedes Volumelement ein von der Feldstärke und der Temperatur abhängiges elektrisches Moment haben wird. Dieses Moment bedingt die in statischen Feldern auftretende hohe DEK. Läßt man das Feld in sehr kurzer Zeit wieder verschwinden oder legt man eine Wechselspannung an, so werden die Moleküle nicht genügend Zeit haben während einer Periode sich so einzustellen, daß das statische Moment pro Volumeinheit erreicht wird. Bei sehr schnellen Schwingungen werden sich die Moleküle gar nicht mehr einstellen können und dann werden für die DEK nur mehr die Verschiebungselektronen, deren Wirkung sich im statischen Feld gegenüber dem der Dipole vernachlässigen läßt, in Frage kommen.

Quantitativ erfaßt Debye die Sache in der Weise, daß er bestimmt, wie sich die Verteilung der Dipolachsen zeitlich einstellt. Die Einstellung hängt mit einer gewissen „Relaxationszeit" zusammen und je nach dem, ob die Schwingungsdauer der elektrischen Schwingung groß oder klein gegenüber der Relaxationszeit ist, werden die Dipole zur Polarisation beitragen. Die Anzahl der Moleküle, welche sich zur Zeit t in einem Kubikzentimeter befinden und deren Dipolmomente im Winkel d enthalten sind, sei $f \cdot d\Omega$. In der kleinen Zeit τ wird sich die Anzahl der Dipole im Raumwinkel $d\Omega$ vermehrt haben, und zwar durch zwei Ursachen: einmal werden infolge der Molekularstöße in der Zeit τ die Dipole in $d\Omega$ dieses Gebiet verlassen, andere aber wieder in dasselbe hineinwandern. Zweitens wird sich aber noch der ungeordneten Molekularbewegung eine geordnete Bewegung, welche von den äußeren Kräften herrührt, überlagern. Die Veränderung der Zahl der Dipole im Raumgebiet d während der Zeit τ sei

$$\tau \frac{\partial f}{\partial t} d\Omega.$$

Die Zu- und Abwanderung der Teilchen auf Grund der Molekularbewegung kann auf Grund der Einsteinschen Überlegung bei Berechnung der Brownschen Bewegung geschlossen werden; die äußere Kraftwirkung besteht in der Ausübung eines Drehmoments M auf das Molekül, welches als Kugel vom Radius a gedacht ist. Das Drehmoment ist bestrebt, den Winkel, welchen die Richtung der Dipolachse mit einer festen Achse einschließt, zu verändern. Diese Bewegung wird von einer allgemeinen Reibungskonstanten ϱ in ihrer Geschwindigkeit beeinflußt. Wenn der Koeffizient der inneren Reibung mit η bezeichnet wird, so ist

$$\varrho = 8 \varkappa \eta a^3 \quad \text{und} \quad M = \varrho \cdot \frac{d\vartheta}{dt} \tag{14}$$

(ϑ ist der Winkel, welchen das Dipolmoment in einer Zeit t beschreibt). Infolge der von M ausgeübten Kraft tritt die zweite Vermehrung in $d\Omega$ auf.

Zur Bestimmung der Anzahl Moleküle erhält man die Differentialgleichung

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\varepsilon^2}{4\tau} \cdot \frac{1}{\sin\vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\sin\vartheta \frac{\partial f}{\partial \vartheta}\right) - \\ - \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{1}{\sin\vartheta} \cdot \frac{1}{\partial \vartheta}(M \cdot \sin\vartheta). \end{aligned}\right| \tag{15}$$

Man folgert auf gleiche Weise wie bei der Brownschen Bewegung aus dem Boltzmannschen Gesetz für das mittlere Quadrat der Schwankungen (ε^2) im Verhältnis zur Zeit, während welcher dieselbe beobachtet wird, die Beziehung

$$\frac{\varepsilon^2}{4\tau} = \frac{kT}{\varrho}, \tag{16}$$

wo k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur ist. Gleichung (15) geht unter Berücksichtigung von (16) über in

$$\varrho \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin\vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \cdot \left[\sin\vartheta\left(kT \frac{\partial f}{\partial \vartheta} - M \cdot f\right)\right], \tag{17}$$

woraus man die Verteilungsfunktion f bestimmen

kann. Sobald das Medium unter Einwirkung einer periodischen Kraft steht, so wirken die Kräfte auf die Moleküle mit der gleichen Periode. Die Kraft sei $F = F_0 \cdot e^{i\omega t}$. Für periodisch wechselnde Feldstärke F_0 ist

$$f = A\left(1 + \frac{1}{1 + i\frac{\varrho\omega}{2kT}} \cdot \frac{\mu}{kT} \cdot F_0 e^{i\omega t} \cos\vartheta\right); \tag{18}$$

für eine zeitlich konstante Feldstärke F_0 ist

$$f = A\left(1 + \frac{\mu}{kT} F_0 \cos\vartheta\right), \tag{19}$$

wo in beiden Fällen A eine Konstante ist. Also sind die Abweichungen von der Gleichgewichtsverteilung gegeben durch den Nenner $\left(1 + i\frac{\varrho\omega}{2kT}\right)$. Es gibt daher eine für die Charakterisierung des Mediums wichtige Frequenz

$$\omega_0 = \frac{2kT}{\varrho}, \tag{20}$$

welche einer Relaxationszeit $\varrho/2kT$ entspricht. Nimmt man für ϱ seinen Wert aus (14) und setzt für $\eta = 0{,}01$ und für $a = 1{,}10^{-8}$ bzw. $2{,}10^{-8}$ die beiläufig für Wasser gültigen Werte, so erhält man für $T = 300^0$: $\omega_0 = 32 \cdot 10^{10}$ bzw. $\omega_0 = 4 \cdot 10^{10}$; das entspricht Wellenlängen von 0,58 cm bzw. 4,6 cm. Man erkennt, daß die von der endlichen Einstellungsdauer herstammenden Effekte wirklich in dem beobachteten Spektralbezirk liegen.

Die Viskosität spielt, wie man sieht, in der Debyeschen Theorie für das Wechselfeld eine große Rolle. R. Fürth (38) hat an eigenen Messungen der DEK wässeriger Lösungen gezeigt, daß z. B. im Falle der Auflösung einer Substanz, welche die DEK des Wassers erhöht, diese Erhöhung nicht proportional mit der Konzentration der Lösung geht, sondern einen Grenzwert erreicht. Dies rührt davon her, daß mit zunehmender Konzentration sich die Viskosität der Lösung vergrößert und also darum eine verhältnismäßige Abnahme der DEK stattfindet, indem die Zunahme der Anzahl der Dipolmoleküle quasi in Konkurrenz tritt mit der gleichzeitig erfolgenden Viskositätszunahme, welche die DEK der Lösung dadurch beeinflußt, daß sie die Einstellung der Dipole zu hemmen bestrebt ist. Eine gelöste Substanz, welche die DEK des Wassers herabsetzt, wird dies nach der untenstehenden Funktion tun. Die Abnahme erfolgt nicht linear, sondern in einer Weise, wie sie aus Fig. 1 ersichtlich ist.

Debye gibt in seiner Theorie für den Brechungsexponenten die Formel

$$n = \left[\frac{\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 + 2}\right)^2 + \frac{\omega^2\varrho^2}{k^2T^2}\left(\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty + 2}\right)^2}{\left(\frac{1}{\varepsilon + 2}\right)^2 + \frac{\omega^2\varrho^2}{k^2T^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty + 2}\right)^2}\right]^{\frac{1}{4}} \cdot \cos\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}. \tag{21}$$

Für sehr große Zähigkeiten wird dieser Ausdruck nach Potenzen von ε entwickelt und man erhält für lange Wellen und große Viskosität die Formel

$$\varepsilon^2 = \varepsilon^2_\infty + \frac{a}{\varrho^2}, \tag{22}$$

worin ε_∞ die DEK für langsame Schwingungen und ϱ die Reibungskraft bedeutet. Diese Abhängigkeit der DEK von der Viskosität gibt Fig. 1 wieder. Gelatine und Albuminlösungen

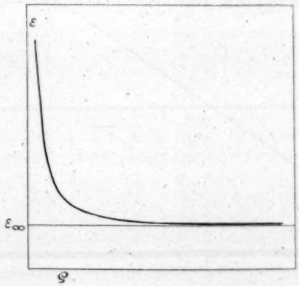

Fig. 1.

zeigen wirklich mit zunehmender Konzentration, d. h. zunehmender Viskosität dieses Verhalten ihrer DEK. (Vgl. C II 8, Fig. 22 u. 23.)

3. Dipolmomente. In engem Zusammenhang mit den Debyeschen Theorien stehen noch gewisse Arbeiten, welche besonders darauf abzielten, die reale Existenz der Dipole nachzuweisen. Die erste darauf bezügliche Arbeit stammt von Ratnowsky (123). Er ging davon aus, daß wenn man die Annahme von fertigen Dipolen macht, sich bei immer stärkeren Feldern eine Sättigungserscheinung bemerkbar machen müßte. Als Untersuchungssubstanz, deren temperaturabhängige DEK auf das Vorhandensein von Dipolmolekülen schließen ließ, verwendete er Amylalkohol. Als Vergleichungsflüssigkeit kam das sicher dipolfreie Benzol zur Verwendung. An den Kondensator, in welchem sich die Flüssigkeit befand, deren DEK bestimmt werden sollte, konnte noch ein hohes elektrostatisches Feld angelegt werden, welches die Dipole zum Teil polarisieren sollte, so daß sie den Wechselschwingungen weniger zu folgen vermochten.

Es konnte bei Anlegen der hohen Spannung des Zusatzfeldes eine geringe Abnahme der DEK beobachtet werden. Ratnowsky berechnet aus dieser Abnahme die Größe des Moments eines Dipols, wie ihn ein Amylalkoholmolekül tragen soll und erhält hierfür den Wert $m = 1{,}31 \cdot 10^{-19}$, der in der Größenordnung mit den von Debye aus der Temperaturabhängigkeit berechneten Werten übereinstimmt. (Man vergleiche Tabelle III.)

Nun hat Ratnowsky, wie Herweg (63, 64) in einer späteren Arbeit zeigte, der Einfachheit halber so gerechnet, als ob in einem Dielektrikum nur fertige Dipole vorhanden wären und die Wirkung der Verschiebungselektronen nicht berücksichtigt. Bei Ratnowsky ist die Differenz der DEK bei kleinen und sehr großen Feldstärken

$$\Delta\varepsilon = \frac{243}{80\pi^2} \cdot \frac{\Theta^3}{(1-\Theta)^3} \cdot \frac{E^2}{N^2 \cdot m^2} \quad (23)$$

wo Θ bei seinen vereinfachten Annahmen gleich ist

$$\Theta = \frac{4\pi N m^2}{9kT} \quad (24)$$

In einer verallgemeinerten Form erhält Herweg für die Verkleinerung der DEK mit der Feldstärke

$$\Delta\varepsilon = \frac{4\pi}{15} \cdot \frac{N m^4}{k^3 T^3} \cdot \frac{E^2}{(1-\Theta)^4} \quad (25)$$

Unter Verwendung bekannter Werte stellte er fest, daß $\Delta\varepsilon$ für eine 20proz. Amylalkohollösung in Benzol berechnet einen Wert ergibt: $\Delta\varepsilon = 1{,}10^{-5}$. Diese Änderung kann nun Herweg mit seiner empfindlichen Schwebungsmethode gerade noch nachweisen. Die Methode ist in Teil B 5 dieses Berichtes ausführlich besprochen. Herweg gelang es wirklich, eine Verkleinerung der DEK von Äthyläther in einem Feld von 100 CGS. in der erwähnten Größenordnung nachzuweisen.

Es ist nicht nur für die Erklärung gewisser Erscheinungen im Gebiete der DEK interessant, zu wissen, ob eine Substanz sich aus Dipolmolekülen zusammensetzt oder nicht, auch andere Gebiete der Physik haben daran und an der zahlenmäßigen Größe des Moments ein Interesse. Deshalb soll einiges über die Berechnung solcher Momente sowohl nach den schon besprochenen Methoden als auch anderen wegen der engen Verwandtschaft mit dem Interessenkreis unseres Referates gesagt sein.

Debye (24) hat aus seiner Theorie der Temperaturabhängigkeit der DEK die Momente einer Reihe organischer Flüssigkeitsmoleküle und des Wassermoleküls berechnet. Wegen der Vernachlässigung der Dichte sind seine Werte zwar nicht einwandfrei. Nennt man das permanente elektrische Moment eines Moleküls m und ist die Zahl der Moleküle pro Kubikzentimeter gleich N, so lautet der Ausdruck für die Konstante a aus Gleichung (7)

$$a = N \cdot m^2/9k.$$

Daraus folgt für m bei gleichzeitigem Übergang zu elektrostatischen Einheiten

$$m = \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{ka}{N}};$$

Das Moment m hat die Dimension $g^{1/2} \cdot cm^{5/2} \cdot sec^{-1}$. Die Momente aller von Debye berechneten Substanzen liegen in der Größenordnung 10^{-19}; da das Dipolmoment das Produkt aus dem Abstand der positiven und negativen Ladung und der Größe der Ladung ist, berechnet Debye unter der Annahme, daß die Ladungen einzelne Elementarquanten der Elektrizität sind für die Entfernung derselben voneinander den Wert $l = 1{,}1 \cdot 10^{-9}$ cm. Da der Moleküldurchmesser in der Größenordnung 10^{-8} liegt, kann man erkennen, daß ein solcher Dipol sehr gut im Inneren eines Moleküls Platz finden kann. Auch aus der von Gans (45) erweiterten Theorie lassen sich Momente berechnen; hier wird das von Isnardi (77) gewonnene zahlenmäßige Material verwertet. Im Anschlusse an diese Methode der Bestimmung der Größe der Momente aus der Temperaturabhängigkeit der DEK zeigte Graffunder (50), daß sie wenig geeignet ist, weil durch Assoziationen Molekülaggregate entstehen, wobei zu berücksichtigen ist, daß gerade Dipolflüssigkeiten zur Assoziation hinneigen.

Eine zweite Methode zur Bestimmung des Moments liefert die oben erwähnte Untersuchung von Herweg.

Als dritte Methode, nur auf Flüssigkeiten anwendbar, ist die von Born theoretisch angegebene Methode zu erwähnen, welche von Lertes (95) experimentell ausprobiert wurde. Diese Methode hängt mit der Bornschen Theorie der Ionenbeweglichkeit (12) zusammen, welche selbst wieder in engem Zusammenhang mit der ursprünglichen Debyeschen Dipolvorstellung steht. Die Anomalie, welche darin besteht, daß die Beweglichkeit der Alkaliionen mit zunehmendem Atomvolumen wächst, soll nach Born durch die Dipolnatur der Wassermoleküle erklärt werden, welche der Ionenwanderung insofern einen Widerstand entgegensetzen, als sie ständig von den Ionen umpolarisiert werden. Wenn eine Dipolflüssigkeit in ein elektrostatisches Drehfeld gebracht wird, so werden die Dipole sich immer bemühen, in die Feldrichtung zu stehen zu kommen; wegen der inneren Reibung bleiben sie mit ihren Achsen gegen das Feld zurück

Tabelle III.

Substanz	Methode	Beobachter	Moment
Wasser gf.	Temp.-Abh.	Jona	$18.7 \cdot 10^{-19}$
„ „	Aus Zustandsgleichung von Kamm.-Onnes	Holst	$2{,}62 \cdot 10^{-18}$
Methylalkohol	Temp.-Abh.	Jona	—
Luft	„	„	$16{,}1 \cdot 10^{-19}$
CO	„	Weigt	$1.18 \cdot 10^{-20}$
CO_2	„	„	$1.42 \cdot 10^{-19}$
CO_2	„	Jona	$3{,}03 \cdot 10^{-19}$
SO_2	„	„	$1.76 \cdot 10^{-18}$
SO_2	Elektrostrikt.	Frivold	$1{,}83 \cdot 10^{-18}$
NH_3	Temp.-Abh.	Jona	$1{,}53 \cdot 10^{-18}$
NH_3	Aus Zustandsgleichung von Kamm.-Onnes	Holst	$2{,}38 \cdot 10^{-18}$
HBr	Temp.-Abh.	Compton u. Zahn	$1{,}7781 \cdot 10^{-18}$
HBr	ber. a. Sublim.-Wärme	Born u. Kornfeld	$3{,}35 \cdot 10^{-18}$
HCl	Temp.-Abh.	Compton u. Zahn	$1{,}03 \cdot 10^{-18}$
HCl	„	Falkenberg	$2{,}15 \cdot 10^{-18}$
HCl	ber. a. Sublim.-Wärme	Born u. Kornfeld	$2{,}90 \cdot 10^{-18}$
HJ	ber. a. Sublim.-Wärme	Born u. Kornfeld	$3{,}89 \cdot 10^{-18}$
Wasser	Temp.-Abh.	Debye	$5{,}7 \cdot 10^{-19}$
„	Rot. eff.	Lertes	$7{,}4 \cdot 10^{-19}$
Methylalkohol	Temp.-Abh.	Debye	$3{,}4 \cdot 10^{-19}$
„	„	Isnardi	nicht meßbar
„	„	Graffunder	kleines M.
„	Rot. eff.	Lertes	
Äthylalkohol	Temp.-Abh.	Debye	$4{,}3 \cdot 10^{-19}$
„	„	Isnardi	nicht meßbar
„	Rot. eff.	Lertes	$5{,}3 \cdot 10^{-19}$
Propylalkohol	Temp.-Abh.	Debye	$5{,}0 \cdot 10^{-19}$
„	Assoz.	Lange	$1{,}53 \cdot 10^{-18}$
Isobutylalkohol	Temp.-Abh.	Debye	$6{,}5 \cdot 10^{-19}$
„	Assoz.	Lange	$1{,}72 \cdot 10^{-18}$
Amylalkohol	Temp.-Abh.	Debye	$7{,}0 \cdot 10^{-19}$
„	Assoz.	Lange	$1{,}83 \cdot 10^{-18}$
„	Rot. eff.	Lertes	$8{,}9 \cdot 10^{-19}$
Isoamylalkohol	Assoz.	Lange	$1{,}76 \cdot 10^{-18}$
Äthyläther	Temp.-Abh.	Debye	$11{,}8 \cdot 10^{-19}$
„	„	Isnardi	$14{,}23 \cdot 10^{-19}$
„	Rot. eff.	Lertes	$12{,}7 \cdot 10^{-19}$
„	Polaris.	Herweg	$1{,}2 \cdot 10^{-18}$
„	Assoz.	Lange	$1{,}22 \cdot 10^{-18}$
Aceton	Temp.-Abh.	Debye	$3{,}4 \cdot 10^{-19}$
Toluol	„	„	$5{,}1 \cdot 10^{-19}$
„	„	Lertes	$4{,}91 \cdot 10^{-19}$
„	Rot. eff.	„	$6{,}3 \cdot 10^{-19}$
Nitrobenzol	Temp.-Abh.	Debye	$5{,}7 \cdot 10^{-19}$
„	Rot. eff.	Lertes	$7{,}1 \cdot 10^{-19}$
„	Assoz.	Lange	$3{,}84 \cdot 10^{-18}$
Benzol	Temp.-Abh.	Jona	kein M.
„	„	Graffunder	„ „
„	Rot. eff.	Lertes	„ „
„	Polaris.	Herweg	„ „
Glyzerin	Temp.-Abh.	Graffunder	nicht meßbar
„	Rot. eff.	Lertes	$2{,}8 \cdot 10^{-19}$
Schwefelkohlenstoff	Temp.-Abh.	Isnardi	kein Moment
Schwefelkohlenstoff	Rot. eff.	Lertes	„ „
Tetrachlorkohlenstoff	Temp.-Abh.	Isnardi	„ „
Metaxylol	„	„	„ „

Tabelle III (Fortsetzung).

Substanz	Methode	Beobachter	Moment
Pyridin	Assoz.	Lange	$2{,}11 \cdot 10^{-18}$
Chloroform	Temp.-Abh.	Lertes	$1{,}56 \cdot 10^{-18}$
„	„	Isnardi	$12{,}6 \cdot 10^{-19}$
Nickel	Aus magnet. Größen	P. Weiss (178)	$0{,}85 \cdot 10^{-18}$
Kobalt	„	„ (178)	$1{,}25 \cdot 10^{-18}$

wodurch ein Drehmoment entsteht, das die Flüssigkeit in Rotation versetzt. Über die Versuchsanordnung berichten ausführlich die Arbeiten von Lertes (95, 97). Das Drehfeld wurde mit Glühkathodenröhren durch Überlagerung zweier Schwingungen hergestellt. Die Drehfeldapparatur bestand aus zwei Platten in Entfernung von etwa 8 cm, in deren Mitte an einem Phosphorbronzedraht eine dünnwandige Glaskugel hängt. In diese Glaskugel kommt die Flüssigkeit in einem Volum von etwa 100 ccm. Die Drehung der Kugel konnte mit Spiegel und Skala abgelesen werden. Die nach dieser Methode bestimmten Dipolmomente sind in Tabelle III mit enthalten.

Auch aus Versuchen über die Elektrostriktion von Gasen lassen sich nach Angaben von Frivold (37) Dipolmomente bestimmen.

Born und Kornfeld (13) berechnen aus der Sublimationswärme die Dipolmomente von *HCl*, *HBr* und *HJ*, unter der Annahme, daß diese Stoffe regulär kristallisieren.

In einer Arbeit über die elektrischen Momente von typischen organischen Molekülen hat Ch. P. Smyth (135, 136) eine Methode zur Berechnung der elektrischen Momente angegeben, wobei er eine Anzahl von Konstanten, darunter auch die DEK und die Brechungsindizes bei zwei verschiedenen Wellenlängen braucht. Smyth verwendet für seine Berechnungen, welche an die Überlegungen von Gans anschließen (siehe oben), die DEK-Werte verschiedener Beobachter. In der zweiten Abhandlung ist der Verfasser bemüht, zwischen den von einer Reihe von Substanzen berechneten Werten für die elektrischen Momente und der Struktur der Moleküle eine Beziehung abzuleiten.

Die prinzipiellen Unsicherheiten der numerischen Angaben über die Größe elektrischer Momente werden ausführlich von L. Ebert (28) besprochen.

4. DEK und Quantentheorie. Daß auch die Quantentheorie zur Beschreibung dielektrischen Verhaltens herangezogen werden kann, zeigt eine Arbeit von Hikoo Saegusa (72). Der Verfasser entwickelt eine Theorie, die sich auf die Plancksche Quantentheorie und eine von

Sommerfeld aufgestellte spezielle Quantenbedingung für das Phasenintegral stützt.

Gleichfalls unter Zugrundelegung quantentheoretischer Überlegungen hat Pauli (116) die Debyesche Theorie der Temperaturabhängigkeit zu modifizieren gesucht. Seine Arbeit bezieht sich auf zweiatomige Dipolgase. Die Debyesche Formel $3\,4\pi \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{1}{3}\frac{\mu^2}{KT} N$ bleibt bis auf den Faktor 1/3 unverändert, der durch 1,54 ersetzt wird. Es wird dann

$$\mu_{kl} = 2{,}1471 \cdot \mu_{qu}.$$

Das klassisch gerechnete Moment wäre größer als das quantentheoretische. Will man experimentell unterscheiden, welches das Richtige ist, so ist es notwendig das Dipolmoment der Substanz von anderswo zu kennen. So kennt man beispielsweise den Kernabstand der Halogenwasserstoffe aus den ultraroten Spektren. Dieser Abstand ist mit der Dipollänge identisch. Wenn die klassische Formel für die DEK eine Dipollänge ergibt, welche größer ist als der aus der Ultrarotbestimmung sich ergebende Kernabstand, so ist sie zu verwerfen. Bei Erscheinen der Arbeit von Pauli waren die Momente der Halogenwasserstoffe aus der Temperaturabhängigkeit ihrer DEK nach nicht bestimmt gewesen. Die entsprechenden Messungen hat C. T. Zahn (171) für die Gase HCl und HBr ausgeführt. Nun ist jedoch die obere Grenze für das Moment, welches aus den infra-rot Messungen gewonnen wurde, der sechsfache klassische und dreizehnfache quantentheoretische Wert, wodurch eine Entscheidung zugunsten einer Theorie unmöglich gemacht wird.

B. Neue Methoden zur Bestimmung der DEK.

Man kann hier zweierlei Fortschritte unterscheiden. Einmal wurden die alten Methoden, welche mit gedämpften Schwingungen arbeiten, dadurch verbessert, daß man zu ungedämpften Schwingungen überging; zweitens entwickelten sich aber neue Methoden, welche ganz besonders von den Fortschritten der Radiofonie im letzten Jahrzehnt Nutzen zogen. Neben diesen oftmals äußerst empfindlichen Wellenmethoden verdient die Ellipsoidmethode, eine neue Wellenmethode besonderes Interesse, da dieselbe erwarten läßt, die dielektrischen Eigenschaften leitfähiger Stoffe messend verfolgen zu können.

1. Die verbesserte Nernstsche Methode. Von den Kapazitätsmessungen nahm schon früher die Nernstsche den ersten Rang ein, speziell deshalb, weil man mit derselben auch verhältnismäßig gut leitende Flüssigkeiten messen konnte. Ihre Verwendbarkeit verdankt sie bekanntlich einer Anordnung, welche eine Kompensation des Leitvermögens gestattet. Während ältere Autoren, wie Nernst selbst, Drude, Ratz, Phillip, Abegg und Seitz, Baedeker und Walden sehr schnelle, gedämpfte Schwingungen direkt im Brückenkreis erzeugten, hat Hertwig (68) die Methode so ausgeführt, daß ein Primärkreis auf die Wheatstonesche Brücke als Sekundärkreis abgestimmt war; als Nullinstrument verwendete er einen Kristalldetektor. Joachim (82) hat diese Methode weiter vervollkommnen können. Indem Hertwig zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, mit welchen er auch zu arbeiten begann, noch auf die Verwendung des Poulsenschen Generators angewiesen war, der aber nur zu leicht störende Frequenzschwankungen aufweist, hat Joachim die Glühkathodenröhre zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen verwendet.

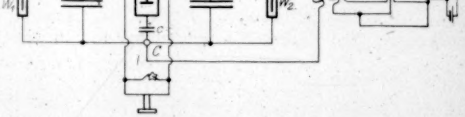

Fig. 2.

Es ist bei der heute allgemein gewordenen drahtlosen Nachrichtenübermittlung, welche sich der Röhre fast ausschließlich bedient, wohl nicht notwendig, die Wirkungsweise einer solchen klarzulegen. In dieser Hinsicht unterrichtet z. B. die Arbeit von Joachim; weiter vergleiche man die Spezialwerke, wie Zenneck und Rukop (172), Möller (112), Rein-Wirtz (126). Mit der Meißnerschen Rückkoppelungsschaltung kann man Wellen absolut konstanter Länge erzeugen. Der Frequenzbereich ist in weiten Grenzen sehr bequem veränderlich; bei genügend kleinen Kapazitäten und Selbstinduktionen lassen sich auch sehr kurze elektrische Wellen herstellen; nach unten dürfte diese Grenze bei ca. 3 m liegen. Zur Erzeugung kürzerer ungedämpfter Wellen bedarf es besonderer Schaltungen, welche weiter unten besprochen werden.

Die von Joachim verwendete Schaltung ist in Fig. 2 zu sehen. Der Primärkreis ist mit dem Brückenkreis induktiv gekoppelt. G_1 und G_2 sind die von Nernst angegebenen Glasplattenkondensatoren, C_1 und C_2 sind Drehplattenkondensatoren, W_1 und W_2 sind die mit

Manganinischer Lösung gefüllten Kompensationswiderstände. Die eine Belegung des Meßtiegels D ist im Punkte C ständig mit der Brücke in Verbindung, die andere Belegung kann abwechselnd mit den Punkten A und B verbunden werden, wodurch der Meßkondensator einmal zu G_1 und dann wieder zu G_2 parallel gelegt werden kann. Als Nullinstrument in der Brücke diente ein Telephon; dieses lag parallel mit einem Ticker, der die ungedämpften Wellenzüge hörbar machte. Zur Vermeidung der bei der Messung von Elektrolyten auftretenden Extraströme in der Brücke wird auf Vorschlag von Nernst zwischen Meßkondensator D und Verzweigungspunkt C ein kleiner Glimmerkondensator c von ca. 2000 cm Kapazität gebracht, welcher vom Extrastrom aufgeladen wird, wodurch dieser nicht mehr störend auf die Einstellung wirken kann.

Die Messung erfolgt allgemein durch Eichung des Meßkondensators mit besonderen Eichflüssigkeiten. Man legt den Meßtiegel einmal mit Luft gefüllt, ein zweitesmal mit einer Eichflüssigkeit gefüllt und drittens mit der zu untersuchenden Substanz gefüllt erst an den rechten, dann an den linken Glasplattenkondensator; die rechte Glasplatte wird bis zum Schweigen des Telephons zwischen den Kondensatorplatten verschoben.

Die DEK der zu messenden Flüssigkeit berechnet man nach der Formel

$$D_u = (D_e - 1) \cdot \frac{s_u - s_l}{s_e - s_o} + 1,$$

worin s_o die Hälfte der Glasplattenverschiebung bedeutet, wenn der Meßkondensator rechts und links ausgeschaltet wurde und mit Luft gefüllt ist, s_u wenn er mit der Meßsubstanz gefüllt ist und s_e bei Füllung mit der Eichsubstanz. D_e ist die DEK der Eichsubstanz. Es zeigte sich, daß die Schärfe der Einstellung weniger genau war als bei Verwendung gedämpfter Wellen; die Schärfe des Tonminimums zeigt eine Abhängigkeit mit der Heizung des Glühfadens der Röhre. Schon die Annäherung oder Entfernung der Hand des Beobachters kann Differenzen in der Einstellung geben, was auf kapazitive Einwirkung auf die Apparatur zurückzuführen ist. Joachim hat mit derselben, hauptsächlich um ihre Brauchbarkeit zu prüfen, bei einer Wellenlänge von 300 m eine Reihe organischer Flüssigkeiten durchgemessen; dann nach der Starkeschen Methode (siehe Teil C, III) die DEK von festen Körpern; bei letzteren wurde auch die Temperaturabhängigkeit geprüft.

In der beschriebenen verbesserten Form wurde die Nernstsche Methode z. B. verwendet von Sommer (137), Errera (30), Kokkel (90) u. a.

2. Erzeugung ungedämpfter Schwingungen von der Größenordnung eines Meters. Es ergibt sich auch bei Verwendung der Nernstschen Methode trotz Kompensation die Schwierigkeit, zu etwas größeren Leitfähigkeiten nicht übergehen zu können. Man hat immer dann, wenn man solche erreichen wollte, zu sehr raschen Wechseln, also sehr kurzen Wellenlängen übergehen müssen. Eine geringfügig veränderte zweite Drudesche Anordnung haben R. Fürth (38) und der Referent (8) verwendet. Bei der Untersuchung des elektromagnetischen Spektrums des Wassers hat Rukop (131) eine Methode ausgearbeitet, die mit Wellen von der Größe 65 bis hinunter zu 20 cm arbeitet, die durch Stoßerregung hervorgerufen werden. Die von einer besonderen konstruierten Stoßerregungsanlage erzeugten, nur wenig gedämpften Wellen konnten auf ein Lecher-Drahtsystem übertragen werden.

Für die Herstellung kurzer ungedämpfter Wellen stehen uns derzeit zwei Methoden zur Verfügung. Beide, die von Barkhausen und Kurz (4) und die von Holborn (73), haben in der DEK-Meßtechnik schon Anwendung gefunden; so wurde erstere z. B. von Bock (10), Hellmann und Zahn (62) zur Bestimmung der DEK verwendet; letztere ist besonders durch die Untersuchungen von Walden und Mitarbeitern (161, 163) bei einer Resonanzmethode in Anwendung gebracht worden.

In ihrer Arbeit „Über die kürzesten mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen" haben Barkhausen und Kurz (4) die Schaltung einer Glühkathodenröhre beschrieben, mit deren Hilfe man sehr kurze elektrische Wellen erzeugen kann. An das Gitter der Röhre wird eine hohe positive Spannung gelegt, an die Anode eine negative. Die von einer solchen Anordnung erregten Wellen ließen sich auf ein Lechersches Drahtsystem übertragen, indem an die Anode und das Gitter je ein blanker Draht befestigt wurde und beide parallel zueinander im Abstande 10 cm gezogen wurden. Beim Entlanggleiten mit einem Detektor beobtet man deutlich Maxima und Minima. Die sich auf den Drähten ausbildenden stehenden Wellen haben eine Länge von ca. 1 m. Steigerung der Heizstromstärke, auf deren Konstanz aber während des Betriebes der Röhre äußerst genau geachtet werden muß, bewirkt eine Verkleinerung der Wellenlänge; ähnlich wirkt auch Verkleinerung der Gitterspannung. Die Verfasser machen über die Entstehung der Wellen durch die beschriebene Anordnung folgende

Hypothese. Die aus dem Glühfaden austretenden Elektronen fliegen mit zunehmender Geschwindigkeit gegen das Gitter, welches sie aber zum Teil nicht treffen, sondern durchfliegen; da aber die Anode negativ geladen ist, können sie an dieselbe nicht herangelangen, sondern werden gebremst und vom positiven Gitter wieder zurückgezogen. Es soll nun um das Gitter herum zu einer Oszillation der Elektronen kommen, wodurch die elektrische Schwingung entsteht. Wieso sich die Schwingung aufrechterhält und sich kein Gleichgewichtszustand herstellt, kann nicht angegeben werden.

Jedenfalls zeigt sich, daß auch ein gewisser Einfluß der Röhrenform vorhanden ist; so haben Barkhausen und Kurz nur bei einer zylindrischen Apordnung der Röhrenbestandteile den Effekt finden können. Die kürzesten Wellen, welche mit einer Schott-*K*-Röhre hergestellt wurden, hatten eine Länge von 43 cm. Um noch geringere Wellenlängen zu erzielen, würde es nur nötig sein, die Röhre richtig zu dimensionieren. Scheibe (141) hat besondere Röhren hergestellt, und zwar mit Rücksicht darauf, mit der gleichen Röhre Wellen etwas verschiedener Länge herstellen zu können. Er konnte Wellenlängen zwischen 30 und 300 cm erreichen. In einer experimentellen Untersuchung über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern haben Schaefer und Merzkirch (140) als Erreger Schott-Röhren in der Schaltung Barkhausen-Kurz verwendet und erreichten als kleinste Wellenlänge eine solche von 34 cm. Von Gill und Morell (48) wurden die günstigsten Bedingungen für die Erzeugung kurzer Wellen studiert; Pagliarneo (115) gibt eine Theorie des Barkhausen-Kurz-Effekts. In allerletzter Zeit beschäftigt sich mit diesem Problem M. T. Grechowa (Zeitschr. f. Phys. 35, 50, 1925).

Die nun zu besprechende Holbornsche Methode (73), welche zwar nicht bis zu 30 cm Wellen verwendbar ist, beruht auf folgendem Prinzip. Zwei Glühkathodenröhren sind so durch eine gemeinsame Schaltung verbunden, daß die Zuleitungen zu Anode und Gitter nur Gleichspannungen zuführen, aber keine Wechselspannungen, wodurch die Frequenz derselben durch die Leitungen nicht beeinflußt wird. Die Anoden der Röhren sind durch die Röhren *L* miteinander verbunden, gleichzeitig auch über den Kondensator *C*. Die Anodenspannung wird in der Mitte von *L* zugeführt. Die Gitter sind ebenfalls durch eine Spule verbunden; die Mitte derselben ist mit den Glühfäden durch einen hohen Widerstand (1000 bis 4000 Ohm) in Verbindung. Ist die Anordnung vollkommen symmetrisch gebaut, so liegen in den Spulenmitten Knoten der Wechselspannung und es fließen in den Batterie- und Gitterleitungen keine Wechselströme. Die Röhren arbeiten so, daß zwischen den Gittern und Anoden um 180° phasenverschobene Spannungen auftreten, also im Gegentakt (Gegentaktschaltung). Bei einer etwas veränderten Anordnung, welche die Übertragung der Schwingungen auf ein Lecher-System zuläßt, wurde von Holborn die Länge der entstehenden Schwingungen gemessen. Bei Entfernung der Sockel der Röhren konnte die Wellenlänge bis auf 2,4 m heruntergesetzt werden. Holborn bestimmte mit seiner Anordnung die DEK des Wassers, indem er zuerst die Wellenlänge in Luft, dann in Wasser maß; die Drähte führten durch einen Trog, der mit Wasser gefüllt wurde. Er erhielt als Mittelwert aus mehreren Messungen für destilliertes Wasser bei 17° C den Wert $= 81{,}5 \pm 0{,}2$.

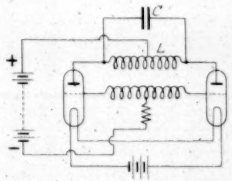

Fig. 3.

Will man die Holbornsche Schaltung zur Herstellung noch kürzerer Wellen verwenden, so muß man zu besonderen Röhrenformen greifen. Mesny (102) verwendet Spezialröhren, sogenannte „Hörnerröhren" (triodes à cornes, Radiola, Paris); bei welchen die Zuführungen zur Anode und Gitter nicht durch einen gemeinsamen Sockel mit der Heizleitung, sondern gesondert eingeführt werden, wodurch eine Kapazitätsverkleinerung der Röhre erreicht wird. Mesny erzielte auf diese Weise Schwingungen von der Länge 120 cm.

3. Resonanzmethoden. Die Gegentaktschaltung von Holborn hat Walden (163) bei einer Methode in Verwendung gebracht, bei welcher es möglich ist, auch etwas besser leitende Flüssigkeiten mit beträchtlicher Genauigkeit gegenüber früheren Methoden zu messen. Die Apparatur besteht aus einem Primär- und einem Sekundärkreis, die miteinander gekoppelt sind. Wenn die Eigenfrequenz des Sekundärkreises mit der Frequenz der auftreffenden Schwingung übereinstimmt, so entstehen im Sekundärkreis Schwingungen maximaler Amplitude, die durch einen Detektor und Galvanometer angezeigt werden. Die Einstellung der

Resonanz erfolgt durch Veränderung der Kapazität des Resonanzkreises mit Hilfe eines variablen Kondensators. Fig. 4 gibt ein Bild der Anordnung. I und II sind die beiden Schwingungskreise, III der Detektorkreis, G das Galvanometer, T ein Thermoelement, F der Flüssigkeits- und M der zu diesem parallel liegende Meßkondensator. Die nach der Holbornschen Methode erzeugten Schwingungen hatten eine Wellenlänge von 4,5 m. Die Messung der Wellenlänge erfolgte an einem Lecherschen Drahtsystem.

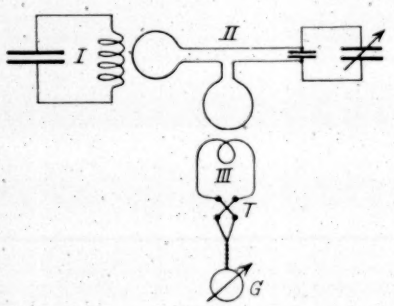

Fig. 4.

Der Resonanzkreis II besteht aus Kapazität und Selbstinduktion, die sehr klein sein müssen, damit man in den Frequenzbereich des Sendekreises I kommt. Die Selbstinduktion bestand daher einfach aus zwei Drahtschleifen von je 7 cm Durchmesser, von denen die eine die Kopplung mit dem Primärkreis, die zweite die Kopplung mit dem Detektorkreis vermittelte. Der in II liegende Meßkondensator hatte zwei Platten von der Größe $2 \cdot 1{,}5$ cm. Der Abstand derselben voneinander kann etwas verstellt werden. Zwischen den Platten befindet sich ein Glasplättchen, welches durch eine Schraubenspindel um $^1/_{100}$ mm nach vorwärts oder rückwärts verschoben werden kann. Auch der Flüssigkeitskondensator mußte so gehalten sein, daß seine Eigenkapazität klein ist. Walden verwendet eine von Fürth (38) angegebene Form. Die Kondensatorbelegungen bestehen nur aus zwei Platinstiften, deren Abstand 3 mm ist. In das kleine Gefäß wird immer die gleiche Flüssigkeitsmenge gebracht; das Volumen ist ca. 2 bis 5 ccm. Die herausragenden Enden der Platinelektroden tauchen in Quecksilbernäpfe. Der Detektorkreis enthielt ein Vakuumthermokreuz, bestehend aus der Kombination Eisen—Konstantan.

Der Gang der Messungen war folgender. Der Kondensator wurde mit Flüssigkeiten bekannter DEK geeicht. Dazu dienten Benzol-Azetongemische und auch reine Substanzen wie Schwefelkohlenstoff, Äthyläther usw. Es gelang Walden, bei Leitfähigkeiten bis zu 10^{-4}, was das Hauptsächliche ist, mit einer Genauigkeit von 1 Prom. die DEK wässeriger Lösungen einiger Salze zu bestimmen. Es erscheint fraglich, ob man über die DEK von besser leitenden Lösungen durch diese Methode, selbst bei Übergang zu noch rascheren Schwingungen, Aufschluß erhalten wird.

Lattey (93) hat den Einfluß der Leitfähigkeit von Lösungen auf folgende Weise zu eliminieren gesucht. Wenn ein Schwingungskreis

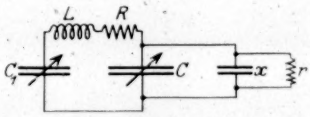

Fig. 5.

aus der Selbstinduktion L, dem Widerstand R und der Kapazität C, deren Widerstand r sei, besteht, so existiert zwischen der Amplitude der induzierten elektromotorischen Kraft E und der Amplitude des Stromes im Widerstand R die Beziehung

$$(E/i)^2 = Z^2 = \left(R + \frac{r}{1 + p^2C^2r^2}\right)^2 + \left(pL - \frac{\frac{1}{pC} + \frac{1}{pCr^2}}{}\right)^2, \quad (26)$$

wobei p die Frequenz bedeutet. Die Abstimmung des Kreises kann durch Änderung der Kapazität oder durch Änderung der Selbstinduktion erfolgen; Lattey verwendet jedoch eine Abstimmung durch Parallelschaltung eines Luftkondensators x zu C. Die Impedanz des Schwingungskreises von Fig. 5 ist

$$Z^2 = \left(R + \frac{1}{1 + p^2r^2(C+x)^2}\right) + \left(pL - \frac{\frac{1}{pC} - \frac{1}{pCr^2}}{pC + px + \frac{1}{pr^2(C+x)}}\right) \quad (26')$$

Bei Entfernung von x und r geht dies über in

$$Z^2 = R^2 + (pL - 1/pC_1 - 1/pC), \quad (26'')$$

Wenn die maximalen Ströme in diesen beiden Fällen i und I genannt werden und C_1 und C_0 die Werte der Kapazität C sind, bei welchen die Stromstärken maximal werden, so ist

$$\frac{C_0}{C_2+x}=1-\frac{\left(\frac{\dot I^2}{i^2}-1\right)}{K^2}=\frac{1}{K^2}\,\frac{r}{R}\left(\frac{\dot I}{i}-1\right)=$$

$$=\frac{r/R}{r/R+\dot I/i+1} \qquad (27)$$

Dabei ist

$$K^2=\left(L-\frac{1}{p^2C_1}\right)/C_0R^2.$$

Daher

$$\dot I/i=[K^2+(1+r/2R)^2]^{1/2}-\frac{r}{2R}$$

und

$$C_2+x-C_0=$$

$$C_0R\left[1-\frac{r}{2}R+\left(K^2+\left(1+\frac{r}{2}R\right)^2\right)^{1/2}\right]$$

$$r \qquad (28)$$

Sobald die Isolation des Dielektrikums eine vollkommene ist, ist $r=\infty$ und $C_2+x-C_0=0$; also ist die rechte Seite von (28) ein Korrektionsglied.

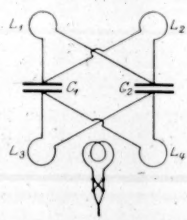

Fig. 6.

Die Fig. 6 zeigt die von Lattey verwendete Apparatur. L und R sind möglichst klein gehalten: L_1 und L_2 sind Induktivitäten, durch welche die Schwingungen von einem besonderen Sender auf die Apparatur übertragen werden. Sie sind mit je einer Belegung der Kondensatoren C_1 und C_2, deren andere Belegungen wieder mit den Selbstinduktionen L_3 und L_4 verbunden sind. Zwischen letzteren liegen zwei Schlingen eines dicken Kupferdrahtes, die mit einem Thermokreuz und Millivoltmeter verbunden sind. Über die von Lattey angestellten Messungen siehe weiter unten.

Eine Resonanzmethode hat auch Theodortschick (149) angewendet, um die DEK von Amyl- und Isobutylalkohol in einem Wellenbereich von 26 bis 182 m zu bestimmen. Als Schwingungserzeuger dient ein Röhrengenerator. Von Tank (148) wird eine Methode angegeben, deren Prinzip darin besteht, daß die Resonanz einer parallel geschalteten Selbstinduktion und Kapazität von einem Parallelwiderstand unabhängig ist. Die Resonanzanzeige erfolgt durch ein Dynamometer. Es lassen sich leitende Dielektriken messen, ohne daß eine Kompensation des Leitvermögens notwendig wäre. Angaben über gemessene DEK liegen nicht vor.

4. Die Ellipsoidmethode von Fürth (39, 40). Vor nicht allzulanger Zeit wurde von diesem Autor ein Kraftwirkungsverfahren angegeben, welches ermöglichen soll, auch die DEK von Substanzen beliebiger Leitfähigkeit zu messen. Es besteht in folgendem. Die Flüssigkeit von der DEK ε_0 und der Leitfähigkeit σ_0 befindet sich zwischen zwei parallelen, vertikal gestellten Platten, an die man konstante oder Wechsel-Potentiale anlegen kann. Zwischen den Platten hängt an einem Torsionsfaden ein Rotationsellipsoid einer beliebigen festen Substanz von der DEK ε und der Leitfähigkeit σ. Die Rotationsachse stehe zu den Kraftlinien unter einem Winkel von 45^0. Bei Anlegen eines Feldes wird auf das Ellipsoid ein Drehmoment ausgeübt und dieses kann durch Messung der Verdrehung des Fadens mit Spiegel und Skala bestimmt werden. Für das Drehmoment ergibt sich der Ausdruck

$$D=8\varepsilon_0E^2\sin 2\vartheta\cdot A. \qquad (29)$$

Man entnimmt der Formel, daß D der DEK der Flüssigkeit ε_0 proportional ist, aber unabhängig von der DEK ε der Ellipsoidsubstanz. μ ist das Verhältnis der Leitfähigkeiten $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ und a und b sind die Achsen des Ellipsoids. Der Ausdruck A enthält neben den immer gleichbleibenden Größen a und b noch das μ; der Übersichtlichkeit halber wurde Formel (29) in dieser Vereinfachung geschrieben. Das Drehmoment ist auch mit dem Quadrat der Feldstärke bzw. mit dem Quadrat der an die Platten angelegten Spannungen proportional. Dadurch wird es möglich, die Messungen mit Wechselspannungen ausführen zu können. Es läßt sich mit dieser Methode die DEK für beliebige Frequenzen bestimmen; man ist nur an eine obere Grenze der Frequenz gebunden, welche umso höher liegt, je größer die Leitfähigkeit der zu untersuchenden Substanz ist.

Fürth hat auch die Bedingungen aufgestellt, welche es ermöglichen sollen, selbst von bestleitenden Stoffen, wie z. B. Quecksilber, die DEK zu bestimmen. Es zeigt sich, daß das Achsenverhältnis des Ellipsoids möglichst extrem zu nehmen ist, das spezifische Gewicht möglichst klein, die Aufhängung möglichst empfindlich. Dabei wird der abgeplatteten Form des Rotationsellipsoids der Vorzug gegeben. Das Ellipsoid darf unter keinen Umständen etwa durch eine zylindrische Platte ersetzt werden,

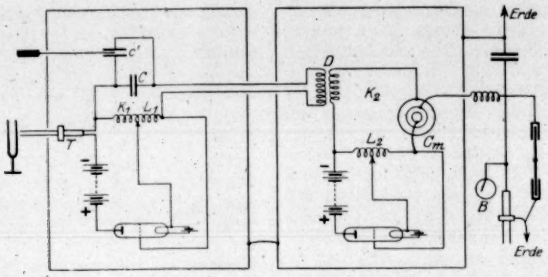

Fig. 7.

da sonst die Voraussetzung der Homogenität des Feldes im Aufhängekörper nicht erfüllt wäre.

Messungen nach diesem Verfahren liegen nur wenige vor; eine nur als provisorisch zu bezeichnende Apparatur enthielt ein Nickelellipsoid mit dem Achsenverhältnis 1 : 20. An die Platten wurden Spannungen eines fünfzigperiodigen Wechselstroms angelegt. Die Verwendbarkeit der Methode wurde durch Messungen an Wasser und Rohrzuckerlösungen bewiesen. Für die DEK des Wassers ergaben sich Werte zwischen 76 und 82, für Rohrzuckerlösungen die folgenden Zahlen, welche mit den vom gleichen Verfasser nach der zweiten Drudeschen Methode bestimmten in Übereinstimmung stehen.

Konzentration	DEK
20 Proz.	71
40 „	61,5
60 „	53

Die von Fürth (40) erhaltenen DEK für Natriumchloridlösungen sind an passender Stelle weiter unten besprochen.

5. Schwebungsmethoden. Kommt es darauf an, Unterschiede in der DEK einer Flüssigkeit zu finden, wenn dieselbe durch ein besonders hohes elektrisches Feld zum Teil polarisiert wird, wie es der Versuch von Herweg (64) zur Prüfung der Dipoltheorie (siehe Teil A, 3) verlangt, so müssen sehr empfindliche Methoden zur Anwendung kommen. Die Bestimmung einer DEK-Differenz von der Größenordnung 10^{-5} ist Herweg nur durch die Anwendung des Überlagerungsverfahrens der drahtlosen Telegraphie gelungen. Dieses besteht bekanntlich darin, daß die nicht hörbare am Empfänger ankommende Frequenz mit einer nur wenig verschiedenen Frequenz, die am Ort erzeugt wird, überlagert wird, so daß Schwebungen hörbarer Frequenz entstehen.

Wenn man mit einer Glühkathodenröhre ungedämpfte Schwingungen erzeugt, so ist die Frequenz gegeben durch die Thomsonsche Formel

$$\frac{1}{n} = T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}.$$

Wirkt nun ein Schwingungskreis K_1 mit der Frequenz n_1 auf einen Schwingungskreis K_2, der die Frequenz n_2 erzeugt, so erhält man Schwebungen von der Zahl $n_1 - n_2$. Liefert also beispielsweise K_1 Schwingungen von der Frequenz $n_1 = 1000000$, der Kreis K_2 solche von der Frequenz $n_2 = 1001000$, so erhält man 1000 Schwebungen in der Sekunde; hört also den Ton der Schwingungszahl 1000. Eine Stimmgabel von der gleichen Frequenz wird mit dem gehörten Ton keine Schwebungen geben. Ändert sich jedoch die Frequenz n nur auf 1001001, so hört man den Schwebungston 999 und dieser gibt mit dem Stimmgabelton eine Schwebung pro Sekunde. Es gelang Herweg, eine Schwebung in zwei Sekunden zu beobachten und so eine Kapazitätsänderung in einem Schwingungskreis von der Größenordnung 10^{-5} zu messen. Dabei wird vorausgesetzt, daß während der Dauer der Messungen die Frequenzen n_1 und n_2 vollkommen konstant bleiben. Deshalb müssen alle kapazitiven Einflüsse streng vermieden werden. Auf konstante Heizspannungen und Anodenspannungen der verwendeten Senderöhren ist zu achten. Die ganze Apparatur steht in geerdeten Blechkästen (Fig. 7). K_1 und K_2 sind die beiden aufeinander arbeitenden Schwingungskreise. Parallel zum Drehplattenkondensator C liegt ein kleiner variabler Kondensator, dessen Kapazität durch ein zwischen den Platten verschiebbares, und zwar von außen bewegliches Glasplättchen verändert werden kann. Im Kreis K_2 liegt der Meßkondensator C_m, der aus drei konzentrischen Zylindern bestand. An den mittleren Zylinder konnte von einer Influenzmaschine

eine hohe Spannung angelegt werden. W ist ein variabler Graphitwiderstand zur Regulierung der Spannung, B ein Braunsches Elektrometer. Die Schwingungen des Kreises K_1 wurden auf K_2 durch die lose Koppelung D übertragen. Um das Telephon nicht direkt an das Ohr des Beobachters bringen zu müssen, wurde von demselben ein Gummischlauch nach außen geführt.

Herweg hat bei seinen Messungen eine Wellenlänge von 300 m ($n = 10^6$) verwendet, d. h. es lassen sich Kapazitätsänderungen von der Größenordnung 10^{-5} noch bestimmen, denn solche Kapazitätsveränderungen bewirken zwischen Telephon- und Stimmgabelton eine Schwebung in zwei Sekunden, wenn vorher auf Schwebungsfreiheit eingestellt wird. Herweg hat darauf hingewiesen, daß es notwendig wäre, um subjektive Fehler bei der Beobachtung der Schwebungen auszuschließen, eine objektive Methode einzuführen.

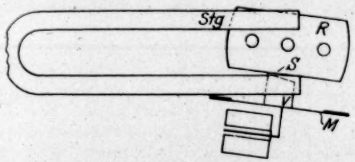

Fig. 8.

Eine solche bringt E. C. Fritts (36) bei einer der Herwegschen ähnlichen Methode zur Anwendung. Bei seiner Anordnung wird die Schwebungsfrequenz der zwei Schwingungskreise von den Selbstinduktionen derselben durch Spulen abgenommen und einem Detektor und Niederfrequenzverstärker zugeführt. Auf diese Weise kann der Beobachter sich in genügender Entfernung von den eigentlichen Schwingungskreisen während der Messung befinden. Die Schwebungsaufnahme geschieht nun in folgender Weise. Die Telephonmembran D trägt einen leichten Flügel V, der mit der Rasierklinge R einen keilförmigen Schlitz bildet. Eine Stimmgabel F bildet am anderen Ende des Spaltes einen ähnlichen Keil. Es bilden also der Flügel, die Stimmgabel und die Rasierklinge die Seiten eines dreiseitigen Schlitzes S (Fig. 8). Der Schlitz wird von zwei Lampen scharf beleuchtet; das Licht fällt auf einen Filmstreifen, der bewegt werden kann. Wenn die Stimmgabel und das Diaphragma vibrieren, wird der Schlitz periodisch in seiner Länge verändert; dadurch erhält man auf dem Film ein gezacktes Band, das sich aber verändert, wenn Schwebungen auftreten, also Stimmgabel und Membran nicht mehr im gleichen Takte schwingen. In der Frittsschen Publikation ist ein Filmstreifen abgebildet.

Eine größere Anzahl meist amerikanischer und englischer Autoren beziehen sich auf die Methode von Pungs und Preuner (122), welche ein Verfahren zur Messung kleiner Kapazitäten und Induktivitäten angegeben haben. Die Verfasser erzeugen die Schwingungen durch Glühkathodenröhren; die beiden Schwingungskreise sind durch einen Detektorkreis lose miteinander gekoppelt. In diesem liegt ein Blockkondensator und dazu parallel ein Telephon, in welchem die Überlagerungsfrequenz nach der Gleichrichtung im Detektorkreis hörbar wird. Auf den Telephonkreis wirkt nun aber noch ein dritter Schwingungskreis, und zwar ein Tonfrequenzsystem. Die zwei Schwingungen im Telephon geben wieder Schwebungen, wenn ihre Frequenz nicht übereinstimmt. Ist die Frequenz in einem Schwingungskreis konstant, so hat man ein empfindliches Mittel, um Veränderungen in der Frequenz des zweiten Schwingungskreises festzustellen. Pungs und Preuner haben darauf hingewiesen, daß sich diese Methode zur Messung kleiner Kapazitäts- und also zur Messung kleiner DEK-Änderungen wird anwenden lassen.

Über ein Resonanzschwebungsverfahren zur Bestimmung kleiner Kapazitäten berichtet W. Glitsch (49). W. Hammer (59) hat das Herwegsche Überlagerungsverfahren durch Verwendung eines Vibrationsgalvanometers verbessert. Von Jones und Tasker (84) wurde die Überlagerungsmethode unter Verwendung einer Braunschen Röhre benutzt. Aus der Änderung der Lissajousschen Figuren wird auf die Kapazitätsänderung geschlossen. Die Empfindlichkeit wird zu 1/1000 angegeben.

Zur Messung von DEK wurde das Schwebungsverfahren angewendet bei Herweg bei seinen schon erwähnten Untersuchungen über den Nachweis fertiger Dipole (64) und dielektrischer Eigenschaften belichteter Phosphore (65, 66), zum gleichen Zwecke von Gudden und Pohl (55, 56), dann weiteres von Cooper (22), Jones und Tasker (84), Compton und Zahn (21), Hyslop und Carman (75) u. a.

6. Verschiedene andere Methoden. Im Nachfolgenden seien noch einige Verfahren beschrieben, die vorläufig zumindest nur von geringerem Interesse sind. Eine Elektrometermethode zur Messung der DEK von Flüssigkeiten hat A. P. Carman (18) angegeben. Zwei zylindrische Quadranten C_1 und C_2 sind so aufgehängt, daß sie teilweise zwei festen zylindrischen Platten A und B gegenüberstehen. Um die DEK einer Flüssigkeit zu bestimmen,

bringt man den Kondensator AC_1 in diese Flüssigkeit und den anderen BC_2 in eine Eichflüssigkeit. Die Potentialdifferenzen $V_A - V_1$ und $V_2 - V_B$ für die Ablenkung o werden nach der Potentiometermethode erhalten. Die DEK ist dann proportional $(V_A - V_1)^2/(V_2 - V_B)^2 = R_1^2/R_2^2$; R_1 und R_2 sind die Widerstände der zwei Teile des Potentiometers. Für die DEK des Wassers erhält man bei 25- und 60-periodigem Wechselstrom den Wert 78,07.

Pocher (118) und Reich (124) (gemeinsam mit Pocher) geben eine Methode an, mit welcher sie Methylalkohol-Wassergemische gemessen haben. Sie beruht darauf, daß sich die Grundschwingung eines dünnen stabförmigen Leiters in einem Medium von der DEK ε auf den $\sqrt{\varepsilon}$-Teil verkleinert. Zwei Schwingungskreise von denen der eine als Erreger, der andere als Detektorkreis gebaut ist, sind durch einen Stab miteinander gekoppelt. Die Länge des Stabes ist veränderlich; taucht der Stab in ein Dielektrikum, so muß seine Länge geändert werden, damit die beiden Schwingungskreise wieder in Resonanz kommen. In einer von Wachsmuth (157) (nach Versuchen von Meßtorff) beschriebenen Apparatur wird die Eigenfrequenz einer Spule verwendet. Die aus drei Windungen bestehende Spule, deren Eigenfrequenz sich nach Drude berechnen läßt, hängt an Seidenfäden über einem Blondlotschen Schwingungskreis, dessen Frequenz sich leicht in weitem Umfange verändern läßt. Die Frequenz des Erregers wird einmal in Luft, dann in einem Gefäß, in welchem sich die Flüssigkeit befindet, zur Resonanz angeregt, die jeweilige Frequenz an einem Lecherdrahtsystem gemessen. Die DEK einiger organischer Substanzen gaben mit nach anderen Verfahren gewonnenen Werten Übereinstimmung. Besonders interessant sind die Messungen der DEK verflüssigter Gase, welche mit dieser Apparatur vorgenommen wurden (Vgl. C I 3).

H. Zahn (170) hat eine Methode zur Bestimmung der DEK sehr starker Elektrolytlösungen angegeben. Sie beruht auf den theoretischen und experimentellen Arbeiten von Cl. Schaefer und Merzkirch (140) über die Beugung elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern. Die Schaeferschen Untersuchungen zeigen, daß wenn eine ebene Wellenfront auf einen Zylinder eines dielektrischen Stoffes fällt, vor dem Zylinder und seitlich Interferenzen auftreten. Schaefer hat bei seinen Versuchen Wasser als Dielektrikum verwendet. Die von ihm verwendeten ungedämpften Wellen wurden nach der Schaltung von Barkhausen und Kurz erzeugt (vgl. B 2). — Die Zahnschen Versuche wurden mit gedämpften Wellen ausgeführt. Zur Erzeugung dienten kleine lineare Oszillatoren mit kurzen Funkenstrecken aus Kupferelektroden. Der Empfänger bestand aus einem Siliziumdetektor, der mit einem Drehspulengalvanometer verbunden war. Der Zylinder, ein Glasgefäß mit entsprechender Füllung, stand meist so, daß sich der Empfänger in ca. 6 cm Abstand befand. Das Verfahren eignet sich nur dazu, qualitativ erkennen zu lassen, welche von zwei Lösungen gleicher Leitfähigkeit die größere DEK hat. Die Möglichkeit der absoluten Messung von DEK mit dieser Methode scheint zweifelhaft zu sein. Zahn kann z. B. nur feststellen, daß eine gesättigte Lithiumchloridlösung eine kleinere DEK hat, als eine gleich leitfähige Natriumchloridlösung; der numerische Wert „muß sicher kleiner als 57 und wird wahrscheinlich kleiner als 42 sein". Von Hellmann und Zahn (62) wurde kürzlich über eine Methode berichtet, welche Ähnlichkeit mit der zweiten Drudeschen Methode hat und bei welcher kurze ungedämpfte Wellen, nach der Barkhausen-Kurzschen Methode erregt, verwendet wurden.

G. Falkenberg (33) hat eine sehr empfindliche Differentialschaltung zur Messung kleiner Kapazitäten beschrieben. Eine einfache Methode zur Bestimmung von Kapazitäten geben Karolus und Prinz Reuss (85) an. Sie beruht darauf, daß eine Glühkathodenröhre einen Sättigungsstrom hat. Lädt man mit diesem Strom eine Kapazität C in t Sekunden auf die Spannung V auf, so ist aus der Gleichung $C = I \cdot t/V$ die Kapazität zu entnehmen. Die unbekannte Kapazität kommt in den Anodenkreis und die Spannung, welche sie nach einer bestimmten Zeit angenommen hat, wird an einem statischen Voltmeter (Fadenelektrometer) abgelesen.

C. Meßergebnisse.

I. Gase.

Bei der Messung der DEK von Gasen mußte schon immer darauf gesehen werden, hochempfindliche Methoden zur Anwendung zu bringen. Die Schwierigkeiten sind hier freilich gering, weil die Gase durchwegs gute Isolatoren darstellen.

1. Temperaturabhängigkeit. Im Anschluß an die Debyesche Theorie der Dielektrika hat Jona (83) einige Gase und Dämpfe auf ihre Temperaturabhängigkeit hin untersucht. Die Messung erfolgte durch Kapazitätsbestimmung in der Brücke. Das Gas kam in einen Gastrog, der sich im Temperaturbad befand. Es war eine Änderung der Kapazität des Troges von $^1/_{100000}$ noch merkbar. Die

verwendeten Gase waren: Luft, Kohlendioxyd, Ammoniak, Schwefeldioxyd, Methylalkohol und Wasserdampf. Es wird nur auf die Genauigkeit der Werte relativ zueinander Gewicht gelegt. Ein Diagramm (Fig. 9) läßt die Abhängigkeit der DEK von der Temperatur am besten erkennen. Die experimentell gefundenen $(\varepsilon - 1)$ Werte in Funktion der Temperatur sind stark ausgezogen, die theoretischen $(\varepsilon - 1)$ sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Nur für Luft und Kohlensäure konnte eine Linearität gefunden werden. Bei den anderen Stoffen ist die Abweichung darin zu suchen,

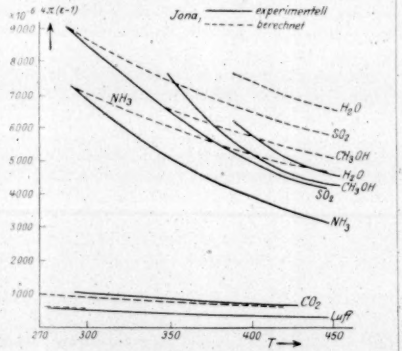

Fig. 9.

daß bei diesen Stoffen nicht nur Einzelmoleküle im Dampfzustand vorhanden sind, sondern Assoziationen stattfinden. Aus der Temperaturabhängigkeit können die Dipolmomente berechnet werden; diese sind in Tabelle III enthalten.

Mit der empfindlichen Überlagerungsmethode nach Pungs und Preuner (122) hat Weigt (166) die Temperaturabhängigkeit von Kohlenoxyd und Kohlendioxyd bestimmt und in Übereinstimmung mit der Debyeschen Theorie gefunden. C. T. Zahn (171) bestimmt mit der Überlagerungsmethode in einem größeren Temperaturintervall die DEK von *HCl*, *HBr* und *HJ* zwecks Prüfung der Debyeschen Theorie. Anschließend an eine Untersuchung von Compton und Zahn (21) beschäftigt sich die Zahnsche Arbeit ausführlich mit den theoretischen Grundlagen, welche Veranlassung zur Untersuchung der DEK der Halogenhydride wurden. Es handelt sich darum, genaue Werte für die elektrischen Momente dieser Molekülarten zu finden, um sie mit den effektiven Dipollängen, wie sie Kratzer aus den ultraroten Absorptionsspektren bestimmt hat, vergleichen zu können. Der Gaskondensator konnte bis auf 10^{-3} mm evakuiert werden. Die Apparatur wurde auf ihre Verwendbarkeit durch Bestimmung der DEK von Luft, Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff geprüft. Die DEK-Werte für die drei Gase *HCl*, *HBr* und *HJ* stehen in Tabelle IV; die Abhängigkeit von der Temperatur ist in guter Übereinstimmung mit der Debyeschen Formel. Über den Zusammenhang mit den infraroten Messungen vergleiche man Teil A, 4.

Tabelle IV.

Gas	T° abs.	$(\varepsilon - 1)$ 760 mm	$(\varepsilon - 1)\,v\,T$
HCl	201,4	0,007482	1,110
	260,1	4716	1,169
	294,2	3792	1,205
	359,2	2072	1,266
	433,9	1948	1,347
	503,9	1526	1,423
	588 8	1182	1,505
HBr	217,5	0,004545	0,7835
	269,0	3209	0,8501
	294,4	2796	0,8840
	338,9	2228	0,9400
	478,5	1303	1,098
	599,1	0943	1,248
HJ	244,5	0,002687	0,5885
	295,1	2123	0,6776
	345,9	1760	0,7713
	474,6	1239	1,022
	612,2	9706	1,334

W. Herz (69) zeigt, daß sich die DEK von 33 Flüssigkeiten bei der kritischen Temperatur um einen fast konstanten Wert gruppieren, und zwar liegen sie zwischen 1,17 und 2,83.

Verain (155, 156) findet für die DEK der Kohlensäure in der Nähe des kritischen Punktes die DEK bei folgenden Temperaturen zu:

Temp.	Fl. ε	Gf. ε	Temp.	Fl. ε	Gf. ε
0°	1,58	1,04	30°	1,32	1,20
10°	1,54	1,07	31,4°	1,25	1,25
20°	1,48	1,11			

2. Druckabhängigkeit. Riegger (127) hat die Druckabhängigkeit der DEK einiger Gase bestimmt. Nach einer Methode von Rohmann und mit Hilfe des Kurzschlußdynamometers von Mandelstamm und Papalexi werden zwei Schwingungskreise aufeinander abgestimmt, solange der Meßkondensator gut evakuiert ist. Die nach dem Einlassen des Gases auftretende Frequenzändernng in einem Schwingungskreis wird mit dem Dynamometer kompensiert. Die Meßergebnisse sind in Tabelle V enthalten.

Tabelle V.

	Druck	$\varepsilon - 1$	$\varepsilon - 1$ red. auf 760 mm	$\varepsilon - 1$
Luft $t = -185{,}5^0$	200	0,000502	0,001935	$t = 17^0{,}5^0$; 760 mm 0,00055
	400	1002	1915	
	600	1472	1870	
	760	1887	1887	
Wasserstoff $t = -191^0$	400	0,000483	0,000932	$t = -16{,}5^0$; 760 mm 0,000253
	600	730	926	
	760	928	928	
Methan $t = -154^0$	400	0,00114	0,00217	$t = 16^0$; 760 mm 0,00884
	600	172	218	
	760	212	212	
Kohlendioxyd $t = -730^0$	400	0,000727	0,001387	$t = 18^0{,}5$; 760 mm 0,00094
	600	109	138	
	760	141	141	
Kohlenoxyd $t = -189^0$	480	0,001384	0,00263	$t = 17^0$; 760 mm 0,00645
	600	2086	264	
	760	263	263	

Occhialini und Bodareu (113) haben die DEK der Luft bis 350 Atm. aufwärts untersucht. Ihre Versuchsanordnung ist der von Lebedew nachgebildet. Der Meßkondensator war in eine Stahlgranate eingeschlossen. Gleichzeitig mit der DEK-Bestimmung erfolgte unter gleichen Bedingungen eine Dichtebestimmung. Für die DEK bezogen auf Normaldruck ergibt sich der Wert 1,000586. Waibel (159) hat in einem Druckbereich von 1 bis 40 Atm. die DEK der Luft gemessen und Konstanz des Clausius-Mosottischen Ausdrucks konstatieren können. Fritts (36) verwendet zu seinen Messungen die Überlagerungsmethode. Für die Schwebungsaufnahme hat er ein objektives, photographisches Verfahren ausgearbeitet (Siehe B 5). Die Ergebnisse der Messungen an fünf Gasen sind in der folgenden Tabelle VI enthalten. Er variiert nicht nur den Druck, sondern auch die Wellenlänge.

Tabelle VI.

Gas	Druck	Wellenlänge	DEK reduz. auf 0^0 und 760 mm
N_2	749	393	1,000546
	743	593	555
	742	1230	556
	756,5	593	558
	625	593	558
	482	593	557
O_2	748	393	1,000490
	750	593	505
	742	593	5111
	484	593	512
	337	593	512
H_2	747	605	1,000263
CO_2	730	605	1,000948
Luft	750	605	1,000540

Man erkennt, daß die DEK von Stickstoff zwischen den Wellenlängen 593 und 1230 keinen Unterschied zeigt. Die DEK-Werte von Luft, Stickstoff und Sauerstoff differieren um ca. 8 Proz. von den von Boltzmann und Rohmann gefundenen Werten, worauf der Verfasser hinweist.

Mit verschiedenen Wellenlängen hat Gill (47) die DEK der Luft nach einer Überlagerungsmethode bestimmt. Er erhält beim Druck 760 mm und der Temperatur 0^0 bei den folgenden Wellenlängen λ die DEK-Werte

λ	DEK
920	1,000658
1300	654
1760	654
4000	653

Eine Vergrößerung der Feldstärke um das fünfzehnfache ergibt keinen Unterschied.

A. P. Carman und C. T. Lorance (19) arbeiten mit der elektrisch-akustischen Interferenzmethode nach Pungs und Preuner (122). Für Luft erhalten die Verfasser eine DEK von 1,000772, für Kohlendioxyd 1,00099, für Leuchtgas 1,000601; alle Messungen bei normalem Druck. Die Verfasser haben sich bemüht, die von ihnen angewendete Methode vom anstrengenden Abhören frei zu machen, und zwar mit Hilfe des „Recording Ultra-Micrometers" nach J. H. Dowling.

3. Die DEK verflüssigter Gase. Meßtorff (103) hat mit seiner Methode der freihängenden Spule (siehe B, 6) die DEK von verflüssigten Gasen gemessen und folgende Werte erhalten:

Sauerstoff	1,51
Stickstoff	1,58
Luft	1,56

Im Laboratorium von Kamerlingh-Onnes wurden von diesem selbst in Gemeinschaft mit Breit (15) Untersuchungen über die DEK von flüssigem Wasserstoff und Sauerstoff bei der Frequenz 100000 angestellt. Die Messungen sind in den Tabellen VII und VIII zusammengestellt.

Wolfke und Kamerlingh-Onnes (169) berichten über die DEK von flüssigem Helium. Verwendet wurde eine von Wolfke ausgearbeitete Hochfrequenzmethode. Wegen der tiefen Temperaturen wurde ein besonderer Kryostat in Anwendung gebracht, der eigens für diesen Zweck gebaut war. Es ergibt sich eine DEK $1{,}048 \pm 0{,}001$. Der Druck war 765 mm.

Dieselben haben die Untersuchungen über den flüssigen Wasserstoff mit größerer Genauigkeit wiederholt und auch die DEK des festen Wasserstoffs gemessen. Verfolgt man das

Tabelle VII. Wasserstoff.

Druck	abs. Temp.	Dichte	DEK	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$
76,3	20,37	0,0708	1,211	0,928
76,7	20,38	708	1,220	0,964
70,7	20,38	708	1,214	0,946
17,7	16,30	749	1,229	0,943
76,1	20,36	709	1,220	0,964
7,1	14,42	767	1,236	0,951

Tabelle VIII. Sauerstoff.

Druck	abs. Temp.	Dichte	DEK	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$
77,2	90,29	1,145	1,463	0,1167
15,2	77,12	1,210	1,493	0,1167
13,2	76,19	1,214	1,496	0,1169
76,0	90,11	1,146	1,464	0,1168
41,0	84,61	1,174	1,478	0,1172
25,0	80,70	1,193	1,487	0,1172
9,6	74,16	1,223	1,504	0,1176
5,4	70,75	1,239	1,510	0,1173

Verhalten der DEK beim Übergang des Wasserstoffs vom flüssigen zum festen Zustand, so ergibt sich folgendes Bild:

Druck	Temp. abs.	DEK
755	fl. 20,33	1,225
357	18,05	1,234
80	14,61	1,241
58	fest 14,0	1,248
42	13,5	1,224
35	13,3	1,212
32	13,2	1,211

Es folgt daraus, daß die DEK von flüssigem Wasserstoff mit fallender Temperatur bis zur Nähe des Schmelzpunktes, wo sie den höchsten Wert erreicht, zunimmt und von da ab trotz Temperatursteigerung wieder abnimmt.

4. Die DEK von Dämpfen. Die DEK von ca. 40 Dämpfen hat Pohrt (119) untersucht. Zur Messung verwendete er eine von Lebedew angegebene Brückenmethode. Die Versuchstemperatur war fast durchwegs 100° C. Folgende Zusammenstellung gibt die von Pohrt erhaltenen Werte in Vergleich gesetzt mit älteren Versuchsresultaten.

Substanz	Temp.	Klemenčič	Lebedew	Baedeker	Pohrt
Luft	0	1,000586	—	—	1,000568
CO	0	1,000695	—	—	1,000700
CO_2	0	1,000984	—	—	1,000994
Methan	0	1,000953	—	—	1,000886
Äthylen	0	1,001456	—	—	1,001423
Benzol	100	—	1,0027	1,00293	1,000274
Äthylalkohol	100	—	1,0065	1,00647	1,000606
Methylalkohol	100	—	1,0057	1,00600	1,000566
Chloräthyl	0	1,00552	—	—	1,01420
Bromäthyl	0	1,01546	—	—	1,01500

Es sei, an dieses Kapitel anschließend, erwähnt, daß Anderson (1) durch gewisse Überlegungen dazu gebracht wird, der Sonnenkorona eine DEK in der Größenordnung 10^{18} zuzuschreiben.

II. Flüssigkeiten und Lösungen.

1. Temperaturabhängigkeit. Eine besondere Experimentaluntersuchung wurde von Isnardi (76, 77) unternommen, um die Temperaturabhängigkeit verschiedener Substanzen zu bestimmen und mit den Theorien von Debye (24) und Gans (45, 46) zu vergleichen. Er verwendete zu seinen Messungen eine Resonanzmethode. Ein Induktorium lieferte die Energie an einen Schwingungskreis, in welchem sich eine Löschfunkenstrecke, eine variable Kapazität und eine Selbstinduktion befand. Dieser Kreis ist mit dem Primärkreis, welcher den Flüssigkeitskondensator enthält, stark gekoppelt. Der Primärkreis steht in loser Koppelung mit dem Sekundärkreis, in welchem sich der geeichte Meßkondensator befindet. Zur Resonanzanzeige diente ein Kurzschlußdynamometer. Der Flüssigkeitskondensator bestand aus 50 Kreisplatten von 4 cm Durchmesser; Verkleinerung der Kapazität konnte durch Benützung von nur wenigen Platten erreicht werden. Ein anderer oft benützter Kondensator bestand aus zwei vertikal gestellten rechteckigen Platten von 50 cm^2 Querschnitt. Bei der Messung von Substanzen in festem Zustand konnten dieselben in diesem Kondensator eingefroren werden. Der Kondensator wurde während der Messungen in einem Dewarschen Gefäß untergebracht; es enthielt als Temperaturbad für Temperaturen oberhalb 20° C ein elektrisch heizbares Mineralöl. Für Temperaturen bis — 80° diente zum Abkühlen flüssige Kohlensäure und Äther, bis — 60° Petroläther, in welchem eine Kupferschlange lag, welche von flüssiger Luft durchströmt wurde. Schließlich wurden auch Messungen bei der Temperatur der flüssigen Luft vorgenommen. Wo es notwendig war, wurden auch die Dichten der Stoffe bei den verschiedenen Temperaturen geprüft, und zwar mit einem besonderen Pyknometer.

Sehr genaue Messungen im Temperaturbereich — 186° bis + 18° hat Isnardi an Äthyläther vorgenommen und seine Messungen durch ältere Messungen von Tangl bis + 160° ergänzt. Fig. 10 zeigt die Temperaturabhängigkeit. Die DEK erreicht ihren höchsten Wert bei — 108°, fällt dann rasch bis 115° und bleibt dann im festen Zustand bis — 186° konstant.

Die Tabelle IX enthält außer den Temperaturen und der DEK noch die Werte für die entsprechenden spezifischen Volumina $v = 1/d$ nach den Angaben von Seitz, Altertum und

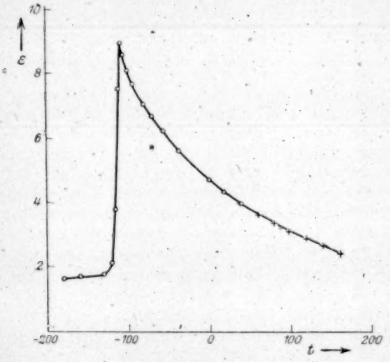

Fig. 10.

Lechner, für die hohen Temperaturen nach Young. In der vorletzten Kolonne stehen die Werte für die Clausius-Mosottische Beziehung, deren Inkonstanz auffällig ist. Die von

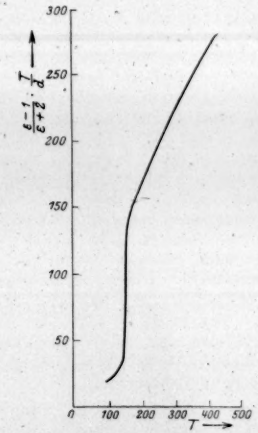

Fig. 11.

Debye verlangte Linearität des in der letzten Gruppe stehenden Ausdruckes ist, wie noch deutlicher Fig. 11 zeigt, nicht erfüllt.

Deshalb versucht Isnardi seine Ergebnisse mit der Theorie von Gans in Einklang zu

Tabelle IX (Äthyläther).

t	T	DEK	v	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$	$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{T}{d}$
160	433	2,408	2,0290	0,9481	280,6
140	413	2,658	1,8547	0,6601	272,7
120	393	2,890	1,7343	0,6707	263,4
100	373	3,122	1,6378	0,6785	253,1
80	353	3,375	1,5939	0,6911	243,9
60	333	3,652	1,5039	0,7056	234,9
40	313	3,466	1,4507	0,7211	225,7
18	291	4,389	1,3981	0,7415	215,8
0	273	4,685	1,3589	0,7489	204,4
— 36	237	5,580	1,2909	0,7800	184,8
— 56	217	6,251	1,2570	0,7999	173,6
— 70	203	6,703	1,2343	0,8088	164,2
— 80	193	7,049	1,2188	0,8148	157,3
— 94	179	7,705	1,1983	0,8279	148,2
— 106	173	8,143	1,1890	0,8374	144,8
— 106	169	8,629	1,1807	0,8474	141,5
— 108	165	8,950	1,1779	0,8551	141,1
— 110	163	7,509	1,1749	0,8042	131,5
— 115	158	3,750	1,1680	0,5584	88,28
— 120	153	2,100	1,1608	0,3114	47,68
— 130	143	1,752	1,1469	0,2298	32,88
— 160	113	1,655	1,076	0,1929	21,82
— 186	87	1,650	1,076	0,1916	16,65

bringen. In dieser Theorie (siehe oben A, 1) erhält man für den Clausius-Mosottischen Ausdruck den Wert aus Formel (9). C ist der Beitrag der durch das äußere Feld bedingten Änderungen der quasielastischen Bindungen, der zweite Ausdruck rechts gibt den Beitrag der Orientationen der permanenten Momente wieder. Die Orientationen werden wegen des großen Trägheitsmoments des Moleküls keinen merklichen Beitrag zum Brechungsexponenten n liefern, da die Schwingungszahl der optischen Wellen sehr groß ist. Es ist

$$\frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{d} = \frac{C}{1-\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}},$$

d. h. daß sich C aus der Dispersionskurve unter der Annahme berechnen läßt, daß λ_0 die ultraviolette Eigenwellenlänge ist, die den elektrischen Deformationen der Moleküle durch das äußere Feld entspricht. Wenn man $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$ so zerlegt, daß die Beiträge der Deformationen und Orientationen gesondert geschrieben werden, so erhält man

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d} = \frac{\varepsilon_1-1}{\varepsilon_1+2}\cdot\frac{1}{d} + \frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{1}{d},$$

so daß

$$\frac{\varepsilon_1-1}{\varepsilon_1+2}\cdot\frac{1}{d} = C;\quad \frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{1}{d} = \frac{A}{T}\,\Phi\left(\frac{T}{B}\cdot\sqrt{1-\gamma d}\right).$$

Da sich C optisch bestimmen läßt, stehen die zwei Konstanten A und B zur Verfügung, um

Tabelle X (Äthyläther).

T	$\frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{1}{d}$	$\frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{T}{d}$	$\frac{1}{A}\cdot\frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{T}{d}$	$\frac{1}{B}\cdot\frac{T}{\sqrt{d}}\sqrt{1-\gamma d}$
433	0,3570	152.4	0,3990	1.1560
413	0.3640	150.3	0,3935	1.0500
393	0.3741	147.0	0,3849	0,9640
373	0.3824	142.6	0.3733	0,8875
353	0,3990	139.4	0,3650	0,8190
333	0,4095	136.4	0,3571	0,7562
313	0.4250	133.0	0,3482	0,6967
291	0.4455	129.6	0.3394	0,6348
273	0,4528	123.6	0,3230	0.5860
237	0.4839	114.7	0,3002	0 4833
217	0,5039	109.3	0,2861	0,4460
203	0,5127	104.1	0,2725	0.4129
193	0,5187	100.1	0,2620	0.3899
179	0.5318	95.19	0,2492	0,3580
173	0.5413	93.64	0.2452	0,3446
167	0.5514	92.08	0.2411	0.3315
165	0.5590	92.23	0,2415	0,3270
163	0.5081	82,82		
158	0,2623	41.44		
153	0.0153	2.34		
143	— 0.0663	— 9.48		
113	— 0.1032	— 11.66		
87	— 0,1045	— 9.10		

die theoretische Kurve mit den Versuchsergebnissen zu vergleichen. Die Konstanten drücken sich durch Formel (10) aus. Für C erhält Isnardi unter Verwendung des Wertes

$$\lambda_0 = 87{,}83\,\mu\mu : C = 0{,}29606.$$

Wenn man den Wert C als Betrag der Deformationen von $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{1}{d}$ abzieht, so bleibt der Betrag der Orientationen übrig. Die Werte für diese $\frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{1}{d}$ und $\frac{\varepsilon_2-1}{\varepsilon_2+2}\cdot\frac{T}{d}$ stehen in Tabelle X. Für den flüssigen Zustand haben die Konstanten A und B die Werte 138,9 und 515,2, so daß für γ aus (11) der Wert 0,1354 folgt. Mit diesen Größen sind die Ausdrücke der letzten Kolonnen berechnet. Das Diagramm (Fig. 12) zeigt den Zusammenhang der beiden Ausdrücke und eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Eine analoge Besprechung der Meßresultate wie bei Äthyläther erfolgt auch für die anderen von Isnardi gemessenen Substanzen. Bei Chloroform zeigte sich, daß die DEK bei — 60° ihren höchsten Wert erreicht, dann bei weiterem Abkühlen rasch fällt und im festen Zustand langsam abnimmt. Die Clausius-Mosottische Beziehung gilt nicht, auch die Debyesche Formel wird dem experimentellen Befund nicht gerecht, wohl aber die Theorie von Gans. Bei Toluol zeigt sich die DEK als lineare Funktion nur im flüssigen Zustand. Das Festwerden bedingt nur einen geringen Abfall und im festen Zustand bleibt die DEK konstant.

Tetrachlorkohlenstoff wurde zwischen — 186° und + 62° gemessen und zeigt im festen wie im flüssigen Zustand Gültigkeit der Clausius-Mosottischen Beziehung. Die Messungen am Benzol erfolgten in einem Temperaturbereich von — 186° bis + 55°. Bei diesem Stoff sowie bei Metaxylol und Schwefelkohlenstoff ist

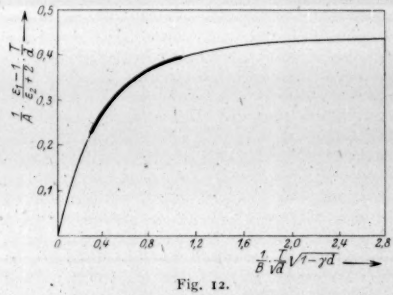

Fig. 12.

die Clausius-Mosottische Beziehung erfüllt, also kein Anhaltspunkt für die Annahme fester Dipolmomente gegeben. Es läßt sich daher zusammenfassend sagen, daß Äther und Chloroform Moleküle mit permanenten Momenten haben. Auch bei Toluol scheinen Dipole vorhanden zu sein. Hingegen sind bei den anderen untersuchten Substanzen keine solchen vorhanden.

Graffunder (50) hat mit einer empfindlichen Schwebungsmethode die DEK von Benzol,

Aceton und Glyzerin in Abhängigkeit von der Temperatur verfolgt. Bei Verwendung reinsten Benzols, dessen Leitfähigkeit besonders geprüft wurde, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Messungen Isnardis bis auf Temperaturen kurz oberhalb des Schmelzpunktes. Während Isnardi dort eine kräftige Zunahme der DEK findet, kann Graffunder eine solche nicht beobachten. Der Clausius-Mosottische Ausdruck zeigt eine geringe Zunahme mit der Temperatur. Die Messung von Aceton erfolgte

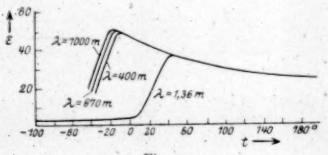

Fig. 13.

zwischen den Temperaturen $-32{,}9^0$ und $+54{,}0^0$. Debye schließt aus den Abegg-Seitzschen Werten, da der Ausdruck $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}$ eine starke Abhängigkeit mit der Temperatur zeigt, daß Aceton Dipolmoleküle hat; unter Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Dichte zeigt Graffunder, daß dies nicht der Fall ist.

Die Messungen an Glyzerin sind darum interessant, weil bei tiefen Temperaturen die nach der Debyeschen Theorie der anomalen Dispersion zu erwartende Umkehr des Temperaturgangs der DEK zu erwarten ist. Bei drei verschiedenen Wellenlängen wurde festgestellt, daß es eine anomale Dispersion gibt, welche sich wegen der großen Zähigkeit bis in das Gebiet der langen Wellen verschiebt. Fig. 13 zeigt die Abhängigkeit der DEK von der Temperatur für drei verschiedene Wellenlängen. Sowohl bei Diskussion nach der Theorie von Debye als auch nach der von Gans scheint das Glyzerin kein Dipolmoment zu haben. Jedoch kann dieses Ergebnis und das an Aceton durch Assoziation der Moleküle vorgetäuscht sein. Die beim Glyzerin beobachtete anomale Dispersion macht zumindest bei diesem die Existenz von Dipolmolekülen sehr wahrscheinlich. Daher glaubt Graffunder, daß im allgemeinen wegen der Möglichkeit einer Polymerisation eine Entscheidung über den Dipolcharakter einer Substanz aus der Temperaturabhängigkeit der DEK nicht ohne weiteres entscheidbar ist. In der Fig. 13 ist auch eine von Bock (10) erhaltene Kurve eingetragen, welche zu einer weit kleineren Wellenlänge gehört, sich aber gut in die Figur einfügt.

In einer Arbeit über den Zusammenhang zwischen dem dielektrischen Verhalten und den molekularen Assoziationen einiger Flüssigkeiten macht Luise Lange (92) Mitteilung von Untersuchungen der DEK von Flüssigkeitsgemischen organischer Substanzen in Abhängigkeit von der Temperatur. Da Debye überall dort, wo Unstimmigkeiten mit seiner Theorie bestehen, dieselben auf Assoziation zurückführen will, hat die Arbeit den Zweck, diese Anschauung zu unterstützen. Wenn nämlich Assoziationen auftreten, so können durch die Zusammenlagerung Doppel- und Mehrfachmoleküle entstehen, welche größere oder kleinere Momente als das einzelne Molekül tragen können. Der Grad der Assoziation wird sich aber wieder mit der Temperatur ändern.

Untersucht wurden organische Flüssigkeiten, deren Dichte man unabhängig von der Temperatur durch Auflösen in einem dielektrischen normalen Lösungsmittel verändern kann. Als Lösungsmittel diente das sicher dipolfreie Benzol, auch Schwefelkohlenstoff. Gelöst wurden: Nitrobenzol, Pyridin, Äther, Propylalkohol usw. Man kann für die Assoziationen zwei Möglichkeiten annehmen; zwei Moleküle legen sich so aneinander, daß ihr Moment Null wird (a) oder gleich dem doppelten des einzelnen Moleküls (b). Die beiden Fälle zeigt Fig. 14. Die Verfasserin zieht aus ihren Beobachtungen den Schluß, daß Nitrobenzol und Pyridin, vielleicht auch Amylalkohol nach dem ersten Typus, Alkohole sich nach dem zweiten Typus assoziieren. Die von Lange berechneten Dipolmomente sind in Tabelle III eingetragen.

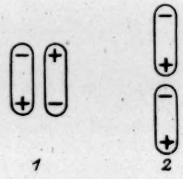

Fig. 14.

Die Temperaturabhängigkeit der DEK mehrerer Stoffe untersucht auch E. H. L. Meyer (104) mit einer Resonanzmethode. Er findet weder mit der Debyeschen (24) noch mit der Boguslawskischen Theorie (11) Übereinstimmung. Jezewski hat bei Temperaturen zwischen 270^0 und 470^0 die DEK von Glyzerin, Anilin und Nitrobenzol untersucht. Bell und Poynton (6) untersuchten die Temperaturabhängigkeit der DEK von Castoröl, Olivenöl und Leinöl. Mit der Schwebungsmethode erhielten sie für diese Flüssigkeiten folgende in Tabelle XI eingetragene Werte.

Tabelle XI.

Castoröl		Olivenöl		Leinöl	
Temp.	DEK	Temp.	DEK	Temp.	DEK
17.5	4.86	18.5	3,21	19	3.24
57.2	4,50	62,5	3.12	62.5	3.15
68.5	4.36	75	3.06	88	3.04
100	4.20	92.5	3,12	114	2.96
121.5	4.05	121	2,94	136	2.95
144	3.82	146	2,87	158	2.82
161	3.76	172	2.79	174	2.81
185	3.56				

Im Temperaturintervall von rund 17° bis 190° beträgt der Temperaturkoeffizient für Castoröl 0,0015, für Olivenöl 0,0008 und für Leinöl 0,0009.

Bei tiefen Temperaturen hat L. C. Jackson (78) die DEK einiger organischer Substanzen untersucht. Zur Messung wurde eine Schwebungsmethode verwendet. Für folgende Stoffe sind die gefundenen DEK neben den DEK bei normaler Temperatur eingetragen (Tabelle XII).

Tabelle XII.

Substanz	abs. Temp.	DEK	DEK bei gew. Temp.
Methylformiat . . .	78,65	2,56	8.87
Äthylformiat	81.3	2,40	8.27
n-Propylformiat . .	79.5	2,39	7.72
n-Butylformiat . . .	78.7	2,43	—
Methylacetat	77.3	2,58	7.03
Äthylacetat	79.15	2,48	5,85
n-Propylacetat . . .	80,9	2.42	5.65
n-Butylacetat	77,6	2.41	5,00

Während die DEK-Werte sich bei normaler Temperatur noch deutlich voneinander unterscheiden, sind sie bei tiefen Temperaturen schon alle fast gleich.

Die Temperaturabhängigkeit der DEK von Wasser und wässerigen Lösungen bestimmt L. Kockel (90). Zur Messung wird die von Joachim (82) verbesserte Nernstsche Methode benutzt. In der Fig. 15 sind die Temperatur-DEK-Kurven für Wasser, verschieden konzentrierte Rohrzuckerlösungen und verschieden konzentrierte Harnstofflösungen abgebildet. Bei letzteren gelingt die Beobachtung merkwürdigerweise nur bis 35° C, denn nur unterhalb dieser Temperatur sind die Kurven reproduzierbar. Bei höherer Temperatur werden die Lösungen unbeständig; die Leitfähigkeit bleibt auch nicht konstant, obzwar eine chemische Veränderung der Harnstofflösung nicht nachweisbar ist. Eine Besprechung der Resultate nach der Debyeschen (24) und Gansschen (45) Theorie zeigt, daß mit ersterer keine, mit letzterer nur eine angenäherte Übereinstimmung besteht.

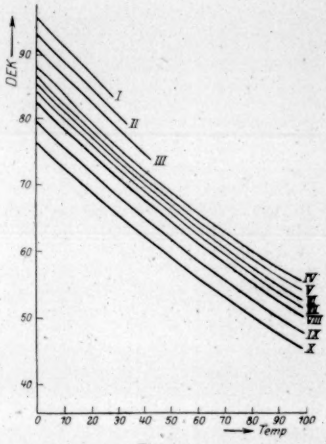

Fig. 15.

Harnstofflösungen: I = 5 Proz. II = 10 Proz. III = 15 Proz.
Wasser: IV
Zuckerlösungen: V = 5 Proz. VI = 10 Proz. VII = 15 Proz. $VIII$ = 20 Proz. IX = 30 Proz. X = 40 Proz.

2. Abhängigkeit der DEK vom Druck. Etliche Arbeiten beschäftigen sich mit der Abhängigkeit der DEK vom Druck. Ältere Messungen von Röntgen, Ratz u. a. konnten für Wasser bzw. Äther, Benzin usw. keine Änderung der DEK in einem Druckintervall von 300 Atm. beobachten. Falkenberg (32) hat nun mit dem von Rukop (131) konstruierten Sender gearbeitet und ihn mit der Drudeschen Anordnung kombiniert. Er untersucht die Substanzen: Wasser, Äthylalkohol, Methylalkohol und Aceton. Die bei den Messungen verwendete Wellenlänge war 5 m. Eine Tabelle gibt einen Überblick über die Gültigkeit der drei Refraktionsformeln $\frac{n-1}{d} = \text{konst.}$; $\frac{n^2-1}{d} = \text{konst.}$; $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.}$ Für Wasser und Alkohole ist nur $\frac{n^2-1}{d}$ konstant. Die mittlere Änderung der DEK pro 1 Atm. Druckdifferenz ist für die Wellenlänge 5 m in Tabelle XIII angegeben.

Die Druckabhängigkeit von Schwefelkohlenstoff, Benzol, Hexan und zur Kontrolle von Luft untersucht F. Waibel (159). Er verwendet eine empfindliche Resonanzmethode; die ungedämpften Wellen werden von einer Elektronenröhre er-

Tabelle XIII.

Flüssigkeit	Temp.	Druck-intervall	$\Delta\varepsilon$ pro 1 Atm. Druckdifferenz in Proz.
Wasser	16,3	7—200	0,0046
Äthylalkohol .	20,0	15—200	0,0097
Methylalkohol	18,0	15—200	0,0102
Aceton	20,0	15—200	0,016

zeugt. Das Druckbereich reichte von 1 Atm. bis 130 Atm. Für die drei Flüssigkeiten ergab sich schwach ausgeprägter, quadratischer Verlauf der Druckabhängigkeit der DEK.

Das Waibelsche Untersuchungsverfahren gestattete nur sehr wenig leitende Substanzen zu messen. M. Grenacher (52) benutzt eine Schwebungsmethode mit sehr hochfrequenten Schwingungen. Zur Eichung des Druckkondensators diente Benzol; die Kapazität des Meßkondensators konnte durch Änderung des Luftdruckes im demselben verändert werden. Für Nitrobenzol, Nitrotoluol, Brombenzol, Äther und Chloroform wurde eine größere Druckabhängigkeit der DEK gefunden als für Toluol, Benzol und Tetrachlorkohlenstoff. Die erstgenannten Stoffe sind nach einer von E. H. L. Meyer (104) gebildeten Anschauung über den Einfluß gewisser Kohlenstoffatome auf das elektrische Moment von organischen Molekülen Dipolsubstanzen (vgl. C, II, 6).

Gleichzeitig mit der letzterwähnten Arbeit erschien eine Veröffentlichung von Charlotte Franke (35), welche die DEK einiger organischer Flüssigkeiten bis zu 800 Atm. verfolgt. Für diese hohen Drucke mußte ein besonderer Druckkondensator konstruiert werden. Zur Messung konnte eine gewöhnliche Resonanzmethode nicht verwendet werden, weil die großen Eisenmassen der Bombe sehr stark dämpften. Es wurden die DEK von Benzol, Hexan, Heptan und Tetrachlorkohlenstoff zwischen 50 und 800 Atm. gemessen. Die DEK nimmt mit dem Druck schwach zu. Benzol wurde auch im festen Zustand untersucht. Der Clausius-Mosottische Ausdruck nimmt bei Benzol im angegebenen Druckbereich um ca. 2,25 Proz. ab. (Ortvay findet bei 500 Atm. eine Abnahme von 1,17 Proz.)

3. DEK einiger Substanzen. A. Sachanov und J. Prscheborowsky (132) untersuchten einige Lösungsmittel mit kleinen DEK. Ersterer hatte schon früher gezeigt, daß die Molarleitfähigkeit von Stoffen, die in Lösungsmitteln von kleiner DEK gelöst sind, mit steigender Verdünnung abnimmt. Zu einer weiteren Prüfung dieser Regelmäßigkeit wurden untersucht (nebenstehend die DEK):

Chloroform 4,7 Bromal 7,5 Orthotoluidin 6,0
α-Brombuttersäure 7,2 Isobuttersäure 2,6

Gelöst wurden die Stoffe: Tetraäthylammoniumjodid, Silbernitrat, Lithiumchlorid usw.

Sayce und Briscoe (134) untersuchten die DEK von Benzin bei einer Frequenz $63 \cdot 10^8$ und bekommen $\varepsilon = 2{,}2389$. Schlundt und Underwood (142) erhalten für die DEK des flüssigen Wasserstoffjodids bei 19° den Wert 2,65. Eine Reihe organischer Substanzen wurden von F. Michaud und A. Balloul (106) untersucht. Mary E. Lear (94) bestimmt die DEK von Germaniumtetrachlorid nach der Drudeschen Methode und findet bei 30° C den Wert 2,65. Theodortschick (149) hat bei zwei Wellenlängen die DEK von Amylalkohol und Isobutylalkohol gemessen (vgl. B, 3). Von O. Klein (89) wurde experimentell nachgewiesen, daß Lösungen verschiedener Alkohole in Benzol die gleiche DEK haben, wenn die Alkohole zu der gleichen Molekularnormalität aufgelöst sind. Mit Hilfe der in Teil B, 3 beschriebenen Methode haben Walden und Werner (162) die DEK von gechlorten Paraffinen und Olefinen untersucht. Dichloräthylen zeigt z. B. einen auffallenden Unterschied in den DEK seiner Isomeren, indem die cis-Form die DEK 3,67, die trans-Form die DEK 7,55 hat. Mit einer von der Nernstschen etwas verschiedenen Methode haben Grimm und Patrick (53) die DEK von organischen Substanzen beim Siedepunkt bestimmt. Der Druck war 760 mm. Für die innere Verdampfungswärme $-\lambda_i$ berechnen die Verfasser aus der Formel von Bakker:

$$\lambda_i = C.R.T_{\cdot}\lg \frac{V_2}{V_1 - b}$$

die C-Werte. Um zu zeigen, inwiefern C eine Konstante ist, ist dieser Wert neben den DEK in Tabelle XIV eingetragen.

4. Absorption und Dispersion. Die Colleysche Verbesserung der Drudeschen Anordnung hat die Bestimmung von Dispersion und Absorption erst leicht möglich gemacht. Sie führte zur Entdeckung der selektiven Absorption im Spektrum der Hertzschen Wellen. Romanoff, der schon früher die Absorption einiger Alkohole bei Wellenlängen zwischen 50 und 100 cm bestimmt hatte, setzt in einer neueren Arbeit (129) diese Untersuchungen fort. Er verwendet den Colleyschen Vibrator. Die Wellen werden auf ein Lechersches Drahtsystem übertragen. Die durch die Absorption der Wellen entstehende Erwärmung des Dielektrikums wird mit einem besonderen Thermoelement bestimmt. Die Messungen erstrecken sich auf die ersten fünf Alkohole der Fettreihe. Für alle untersuchten Alkohole zeigte sich eine starke Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge.

Tabelle XIV.

Flüssigkeit	DEK beim Siedepunkt	C
Benzin	2,17	1,5
Toluol	2,17	1,5
m-Xylol	2,15	1,5
Chloroform	4,23	1,5
Kohlenstofftetrachlorid	2,10	1,0
Äthylenbromid	4,09	1,5
Äthylbromid	8,81	1,5
Butyljodid	4,52	1,6
Äthyläther	4,11	1,5
Kohlendisulfid	2,58	1,4
Anilin	4,54	1,45
Pyridin	9,38	1,3
Äthylacetat	5,30	1,4
Nitrobenzin	15,61	1,2
o-Nitrotoluol	11,82	1,3
Aceton	17,68	1,3
Methyläthylketon	14,46	1,3
Äthylalkohol	17,30	1,5
Butylalkohol	8,19	1,6
Isoamylalkohol	5,82	1,7
Isoamylbromid	4,70	1,5
Chlorbenzin	4,20	1,45
o-Toluidin	4,00	1,5
Quinolin	5,05	1,4
Acetophenon	8,64	1,3
Nitromethan	27,75	1,0
Acetonitril	26,2	1,0
Paraldehyd	6,29	1,5
Propylalkohol	11,83	1,6
Methyljodid	6,48	1,4
l-Cymen	2,27	1,5

G. Potapenko (120) hat in Fortsetzung der Romanoffschen Arbeit elektrische Absorptions- und Dispersionsspektren im Wellenlängengebiet von 30 bis 90 cm aufgenommen. Die Wellenerzeugung erfolgte nach Colley, wobei der von Romanoff in seiner hier erwähnten Arbeit konstruierte Apparat verwendet

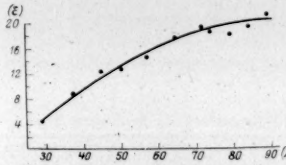

Fig. 16.

wurde. Untersucht wurde Methyl- und Äthylalkohol; bei ersterem wurde ein Anwachsen des Absorptionskoeffizienten beim Übergang von längeren zu kürzeren Wellen gefunden. Der Absorptionskoeffizient des Äthylalkohols hat bei kurzen Wellen einen sehr großen Wert (0,843). Der starke Abfall der DEK mit der Wellenlänge deutet auf anomale Dispersion hin (Fig. 16).

Rubens (130) hat in einem sehr kurzwelligen Gebiet die Debyesche Theorie der anomalen Dispersion zu prüfen versucht. Eckert (29) verfolgt dieselbe in einem Spektralbereich von 17,5 bis 88 mm. Der Erreger für diese kurzen Wellen war dem von Lebedew nachgebildet. Bei Methyl-, Äthyl-, Propyl- und Isobutylalkohol sowie Glyzerin wurde die Absorption gemessen. Zu noch kürzeren Wellenlängen ist Möbius gegangen. Er untersucht die Dispersion im Gebiet zwischen 7 und 35 mm von Wasser und Äthylalkohol. Für Wasser zeigt sich ein Absorptionsstreifen bei 22 mm Wellenlänge. Alkohol zeigt einen stetigen Abfall mit abnehmender Wellenlänge.

Die DEK von Glyzerin in Abhängigkeit von der Wellenlänge hat Lattey (93) (vgl. B, 3) untersucht. Die Temperatur betrug 17—18° C. Die DEK-Werte sind in Tabelle XV enthalten.

Tabelle XV.

λ	DEK
152	52,85
123	49,85
103	53,05
98	50,9
91,2	51,95
83 3	52,15
74	52,15
47,3	49,5
45,5	53,05 ... 14° C
42,6	49,05
35,5	51,0
33,2	50,05

Über die DEK und den Absorptionskoeffizienten von Glyzerin unterrichtet eine Arbeit von R. Bock (10). Er verwendet die zweite Drudesche Methode, aber mit ungedämpften Wellen, welche er nach der Barkhausen-Kurzschen Methode erzeugt (vgl. B, 2). Die Kopplung der Röhre mit dem Sekundärsystem erfolgte durch zwei an Gitter- und Anodenklemme angebrachte Drähte, deren Länge veränderlich war und die ca. 3 cm von den Lecherdrähten entfernt, diesen parallel liefen. Die verwendete Wellenlänge war 1,36 m. In Fig. 13 ist eine Temperatur-DEK-Kurve nach Bock eingetragen und paßt gut in das Bild.

5. Flüssigkeitsgemische. Die Untersuchungen der DEK von Flüssigkeitsgemischen wurden meist unternommen, um zu prüfen, ob sie irgendeiner Mischungsregel gehorchen. In den meisten Fällen stimmt eine lineare Mischregel nicht und ist die experimentell festgestellte DEK der Mischung kleiner als die berechnete.

Eine lineare Funktion der Zusammensetzung des Gemisches finden K. H. A. Angervo und Mikko Liiri (2) bei Petroleum in Rizinusöl. Von Yrjö Väisälä wurden Gemische von

Petroleum mit Terpentin und Rizinusöl mit Benzol untersucht. Es herrscht annähernde Linearität. Pekka Siivola (117) berichtet über die DEK von Gemischen von Toluol mit Petroleum und Toluol mit Rizinusöl. In diesen Arbeiten werden auch die Temperaturkoeffizienten der erwähnten Mischungen bestimmt. In der letzten Arbeit findet man ein Literaturverzeichnis, in welchem alle Autoren enthalten sind, welche ähnliche Messungen angestellt haben.

W. Pocher (118) hat mit seiner in B, 6 beschriebenen Methode Methylalkohol-Wassergemische untersucht. Eine Übersicht über sämtliche bisher aufgestellten Mischungsformeln gibt M. Grützmacher. Um dieselben prüfbar zu vergleichen, bestimmt er experimentell die DEK von Trichlormethan, Tetrachlormethan, Schwefelkohlenstoff, Benzol und Toluol bzw. von deren Gemischen. Mischungsformeln können das Verhalten nicht wiedergeben.

Über die Temperaturabhängigkeit von organischen Flüssigkeitsgemischen berichtet die oben besprochene Arbeit von L. Lange (vgl. C, II, 1).

6. DEK und chemische Konstitution. Die eingehenden Untersuchungen von Walden und das große von ihm selbst bestimmte Tatsachenmaterial hatten ihn veranlaßt, für die dielektrischen Eigenschaften einer organischen Substanz bestimmte in ihr vorkommende Atomgruppen oder Radikale verantwortlich zu machen. Es zeigte sich, daß für eine hohe DEK immer die gleichzeitige Gegenwart einer elektropositiven und einer elektronegativen Gruppe nötig ist. Die beiden Gruppen hat Walden als Dielektrophore und Dielektrogene bezeichnet. O. Blüh (8) hat darauf zuerst hingewiesen, daß dies sehr gut mit den Forderungen der Dipoltheorie übereinstimmt, indem durch die gleichzeitige Gegenwart einer positiven und einer negativen Gruppe im Molekül dasselbe einen Dipolcharakter erhält. Dieser ist für eine höhere DEK verantwortlich zu machen.

E. H. L. Meyer (104) glaubt, daß die Waldensche Theorie nicht genügt, den dipolaren Charakter aller organischer Flüssigkeiten zu erklären. Er meint eine Gesetzmäßigkeit gefunden zu haben, die er folgendermaßen formuliert. Bezeichnet man als „polare" Kohlenstoffatome solche, bei denen von den vier Valenzen zwei mit verschiedenen Atomen außer Kohlenstoff abgesättigt sind und solche, bei denen ein ein- oder mehrwertiger elektronegativer Substituent (*OH*, *NO*, SO_3H usw.) an ein Kohlenstoffatom gebunden ist, dessen übrige Valenzen sich nur an Kohlenstoff sättigen, so sind alle organischen Flüssigkeiten mit polaren Kohlenstoffatomen Dipolflüssigkeiten. Enthält das Molekül nur ein polares Kohlenstoffatom, so ist die DEK besonders hoch. Mehr als definitionsartiger Charakter scheint dieser Formulierung nicht zuzukommen. Grenacher (52) (C. II, 2) hat festgestellt, daß diejenigen Substanzen, welche nach Meyer Dipolflüssigkeiten sein sollen, eine stärkere Druckabhängigkeit zeigen. Über die von Meyer angestellten Messungen vergleiche man C, II, 2.

Daß man aus dem Brechungsquotienten die Raumerfüllungzahlen bestimmen kann, haben R. Lorenz und W. Herz (100) gezeigt und das gleiche Verfahren auch auf die DEK ausgedehnt. Die für den Siedepunkt ermittelten Raumerfüllungszahlen werden dann zu groß, wenn es sich um Dipolflüssigkeiten handelt. Über den Zusammenhang zwischen DEK und Raumerfüllung unterrichtet eine Arbeit von R. Lorenz (99).

Von L. Ebert (26) gibt es eine zusammenfassende Darstellung über die Bedeutung der dielektrischen Polarisation in reinen Stoffen und Mischungen. Will man das dielektrische Verhalten in Zusammenhang mit den molekularen Eigenschaften eines Stoffes bringen, so scheint es dem Verfasser angezeigt zu sein, die dielektrischen Vorgänge durch eine als „spezifische Polarisation" zu bezeichnende Funktion, die ein Maß für das durch ein äußeres Feld im Kubikzentimeter erzeugte Moment ist, auszudrücken.

7. Die DEK des Wassers. In Schrödingers Bericht gibt es eine genaue tabellarische Zusammenstellung der gesamten DEK-Werte, welche von älteren Autoren bestimmt worden sind. Bei langen Wellen fanden so ziemlich alle Beobachter eine um den Wert 80 herumliegende DEK. Kleinere Werte treten etst bei Wellen von ca. 40 cm auf.

Das kurzwellige Gebiet hat Rukop (131) mit wenig gedämpften Wellen untersucht (vgl. B, 2). Die Dispersionskurve in den Grenzen von 20 bis 65 cm ist in einer Tabelle wiedergegeben. Aus einer Figur erkennt man, daß mit der von Colley bestimmten Dispersionskurve, die auch eingetragen ist, keine Übereinstimmung besteht. Eckert (29) hat im Gebiet von 17 bis 18 mm anomale Dispersion beim Wasser beobachten können. R. Weichmann (165) untersucht das Spektrum des Wassers bis zu 12 cm. Zwischen 27 cm und 65 cm findet er drei Streifen anomaler Dispersion. Sauzin (133) arbeitet in einem Gebiet zwischen 2 und 4 m und mit ungedämpften Wellen. Von G. C. Southworth (138) wurde eine Untersuchung der DEK des Wassers für Wellen von der Länge 124 cm bis 276 cm durchgeführt. Die von einem Röhrensender erzeugten Schwingungen werden

auf ein Lecher-System übertragen und aus dem Verhältnis der Wellenlängen in Luft und Wasser der Brechungsindex bestimmt. Aus $n^2 = \varepsilon$ folgt für die DEK unter Verwendung des Mittelwertes $n = 8{,}88$ die DEK $= 79{,}08$. Powers und Hubbard (121) haben mit kontinuierlichen Wellen in einer Resonanzschaltung bei der Wellenlänge 200 m für die DEK den Wert 86,2 bei 22° C gefunden.

Fürth (40) untersucht die DEK des Wassers mit seiner Ellipsoidmethode und findet bei 50 Perioden einen um 80 liegenden Wert. Der gleiche Autor (38) hat nach der zweiten Drudeschen Methode mit einer Wellenlänge 70 cm die DEK des Wassers bestimmt und den gleichen Wert erhalten.

Mit der in Teil B, 3 beschriebenen Resonanzmethode hat Lattey (93) die DEK von Wasser bei verschiedenen Wellenlängen (in Metern) aufgenommen und die in Tabelle XVI zusammengefaßten Werte bekommen.

Tabelle XVI.

λ	t	D_t	D_{18}
33,2	—	80,3	
34,2	14	84,25	82,85
34,4	—	82,05	
34,8	17,1	80,2	79,9
35,9	18,2	82,2	82,25
41	19,1	81,05	81,45
41,1	16,8	78,2	77,8
44,9	17	82,5	82,15
45,3	18,2	82,2	81,25
45,5	11,8	84,9	82,7
45,5	14	84,0	82,7
45,5	17,6	81,0	79,85
46,2	12,2	80,95	78,95
46,2		76,7	
46,6	19,1	78,0	78,4
61,5	18,6	81,5	81,6
61,6	17,4	81,25	81,05
70,6	19,8	82,05	82,7
80,5	17,2	80,7	80,4
80,5	16,6	80,7	80,2
103	17,6	82,8	82,65

Die Reduktion der D_t-Werte auf die Temperatur 18° erfolgte mit Hilfe des von Coolidge angegebenen Temperaturkoeffizienten.

Mit der Temperaturabhängigkeit der DEK des Wassers beschäftigt sich die schon oben erwähnte Arbeit von L. Kockel (90) (vgl. C; II, 1). Die DEK wird von 0° bis 100° C verfolgt; der Verlauf der Temperaturabhängigkeit ist aus Fig. 15 zu entnehmen. Die Meßresultate zeigen mit der Debyeschen Theorie keine, mit der Gansschen Theorie nur annähernde Übereinstimmung.

Der Referent hat schon früher darauf hingewiesen, daß die verhältnismäßig hohe DEK des Wassers möglicherweise, wegen der amphoteren Natur desselben, von im Wasser vorhandenen Zwitterionen herrühren könnte (8). Dann freilich scheint die Anwendung der gebräuchlichen theoretischen Vorstellungen keine Möglichkeit zu bieten, das Verhalten der DEK des Wassers verstehen zu können.

Wegen der DEK des Eises vergleiche man Teil C, III, 1.

8. Die DEK wässeriger Lösungen. Daß auf diesem Gebiet ein verhältnismäßig kleines Zahlenmaterial zur Verfügung steht, hat seine Ursache in der Schwierigkeit, welche der experimentellen Bestimmung wegen der großen Leitfähigkeit derartiger Lösungen im Wege steht. Die älteren Untersuchungen, welche sich nur auf sehr verdünnte Elektrolytlösungen erstreckt haben, ließen nicht einmal die Entscheidung zu, ob die DEK des Wassers durch Auflösen eines Elektrolyten vergrößert oder verkleinert wird. Denn Cohn, der erste Experimentator auf diesem Gebiete, fand eine Erhöhung der DEK, welche später auch von Smale beobachtet wurde, während eine Reihe anderer Beobachter, wie Drude, Coolidge, Eichenwald und Palmer eher eine Herabsetzung zu konstatieren glaubten, mit Sicherheit aber eine Erhöhung verneinten.

Eindeutige Resultate liefern erst einige neuere Arbeiten. So hat Lattey (93) nach der oben (B, 3) besprochenen Methode die DEK von Kaliumchlorid-, Kupfersulfat- und Tetraäthylammoniumnaphtalin-β-Sulfonatlösungen untersucht und eine niedrigere DEK als die des Wassers konstatieren können. Die Resultate seiner Messungen sind in Tabelle XVII zusammengestellt.

Tabelle XVII.

Kaliumchlorid.

Wellenlänge	34,2	45,5	45,5	45,5
Temperatur	15,4	15,4	10,6	10,8
Normalität	0,000755	0,000755	0,00151	0,00755
DEK d. Lösung	80,25	75,0	77,7	66,25
DEK d. Wassers	81,95	81,95	83,65	81,45

Kupfersulfat.

Wellenlänge	45,5	45,5	45,5
Temperatur	15,1	13,2	14,8
Normalität	0,00114	0,00228	0,00456
DEK der Lösung	75,2	78,2	73,9
DEK des Wassers	81,08	82,75	82,15

Tetraäthylammoniumnaphtalin-β-sulfonat.

Wellenlänge	45,5	45,5
Temperatur	16,6	14
Normalität	0,002	0,005
DEK der Lösung	76,3	69,0
DEK des Wassers	81,55	82,45

Der Referent hat in einer Arbeit (9) welche aus theoretischen Gründen (siehe C, II, 10) die Richtung der Veränderung der DEK des Wassers bei Auflösen eines Elektrolyten angab, Zahlen veröffentlicht, welche Sommer (137) für die DEK von wässerigen Natrium- und Kaliumchloridlösungen gefunden hatte. Die neben den entsprechenden Leitfähigkeitswerten stehenden DEK-Werte sind in Tabelle XVIII eingetragen.

Tabelle XVIII.

Kaliumchlorid		Natriumchlorid	
Leitfähigkeit	DEK	Leitfähigkeit	DEK
$8{,}32 \cdot 10^{-5}$	80,57	$1{,}41 \cdot 10^{-4}$	78,75
$1{,}56 \cdot 10^{-4}$	80,21	$2{,}82 \cdot 10^{-4}$	78,11
$2{,}32 \cdot 10^{-4}$	79,66	$3{,}08 \cdot 10^{-4}$	78,39
$2{,}92 \cdot 10^{-4}$	79,39	$3{,}80 \cdot 10^{-4}$	78,11
$4{,}18 \cdot 10^{-4}$	79,02	$4{,}99 \cdot 10^{-4}$	77,47
$6{,}86 \cdot 10^{-4}$	78,29		

In der Fig. 32 sind neben den vom Referenten berechneten Geraden die von Sommer experimentell gefundenen eingezeichnet.

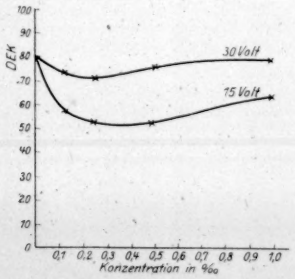

Fig. 17.

Fürth (40) hat dann von Messungen nach seiner neuen Ellipsoidmethode (B, 4) Mitteilung gemacht. Es wurde ein abgeplattetes Rotationsellipsoid aus Nickel verwendet, dessen Achsenverhältnis 1 : 20 war. An die Platten wurde ein Wechselpotential von 50 Perioden angelegt. Die DEK zeigt nun folgendes Verhalten mit der Konzentration und der Spannung. Die Auflösung von Natriumchlorid in Wasser bewirkt anfänglich eine Erniedrigung, später ein Ansteigen der DEK. Bemerkenswert ist der große Unterschied in den DEK für die beiden Spannungen (Fig. 17). Es besteht die Hoffnung, mit dieser Methode, welche weitaus empfindlicher gemacht werden kann, zu noch größeren Leitfähigkeiten vorzudringen und dabei auch die Genauigkeit der Messungen um Bedeutendes zu verbessern.

In dieser Beziehung haben die neuerdings von Walden und seinen Mitarbeitern (163) durchgeführten Messungen an einigen wässerigen Lösungen einen ziemlichen Grad gegenüber früher aufweisen können, wenn auch die Konzentration nicht in wünschenswerter Weise vergrößert wurde und man weiter auf Analogieschlüsse mit dem Verhalten nichtwässeriger Lösungen angewiesen bleibt. Die Genauigkeit der Messungen (wegen der Methode vgl. man B, 3) wird von den Verfassern 1 Promille angegeben. In Tabelle XIX sind die Messungen an vier wässerigen Lösungen zusammengestellt; c bedeutet die Äquivalentkonzentration. Das verwendete Wasser hatte eine Leitfähigkeit von ca. $0{,}8 - 1{,}0 \cdot 10^{-6}$.

Tabelle XIX.

Kaliumchlorid $t = 20^0$		Tetrapropylammoniumjodid $t = 20^0$	
DEK	c	DEK	c
80,50	0	80,50	0
80,20	0,00019	90,48	0,00020
80,05	0,00037	79,85	0,00051
79,62	0,00054	79,65	0,00073
79,20	0,00080	79,45	0,00109
78,10	0,000148	78,90	0,00219

Kadmiumbromid $t = 20^0$		Bariumchlorid $t = 20^0$	
DEK	c	DEK	c
80,50	0	80,50	0
80,05	0,00058	79,83	0,00034
79,88	0,00110	79,25	0,00064
79,65	0,00126	78,27	0,00120
79,56	0,00208		

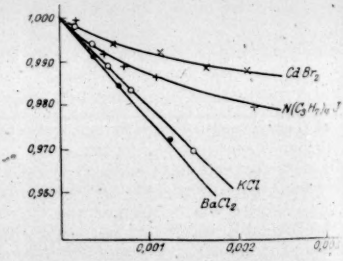

Fig. 18.

Die Fig. 18 zeigt das Verhalten der DEK der Lösungen mit der Konzentration graphisch. Die DEK der Lösungen sind, zumindest für diese Verdünnungen, sämtlich kleiner als die DEK des Lösungsmittels Wasser.

Die Zahnschen Messungen an konzentrierten Messungen starker Elektrolyte (170) haben das Ergebnis, daß die DEK der Lösungen bedeutend kleiner wird als die des reinen Wassers; Absolutwerte der DEK sind aber mit seiner Methode nicht erzielbar (vgl. Teil B, 6).

Von Harrington (60) wurden mit einer Brückenmethode wässerige Lösungen von Zucker und Harnstoff untersucht. Seine Messungen

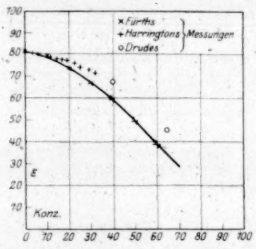

Fig. 19.

an Rohrzuckerlösungen sind in Fig. 19 zusammen mit den von Fürth (38) erhaltenen Resultaten eingezeichnet. Die Untersuchungen von L. Kockel (90) betreffs der Temperaturabhängigkeit der DEK von Harnstoff- und Zuckerlösungen sind oben in anderem Zusammenhang schon erwähnt worden (vgl. C, II, 1). Auch von Lattey (93) wurden Zuckerlösungen untersucht. Die DEK beziehen sich auf die Wellenlänge 45,5 m. Die Resultate seiner Messungen stehen in Tabelle XX.

Tabelle XX.

Prozente	6,84	11,92	20,6
Temperatur	15	14	16
DEK der Lösung . .	81,2	69,8	79
DEK des Wassers . .	82,8	82,45	81,75

R. Fürth (38) hat im Anschluß an die Debyesche Theorie der anomalen Dispersion gezeigt, welchen Zusammenhang man zwischen der Konzentration (eigentlich der Viskosität) einer Lösung und ihrer DEK erwarten darf (vgl. A, 2). Die Messungen erfolgten mit der zweiten Drudeschen Methode. Die Eichung des Apparates geschah mit Flüssigkeiten bekannter DEK. Die Wellenlänge war 70 cm in Luft; die Temperatur bei allen Messungen gleich 20° C. An Dextrose und Lävulose konnte ein linearer Zusammenhang mit der Konzentration beobachtet werden. Hingegen zeigte Rohrzucker das durch Fig. 19 dargestellte Verhalten. Es sind gleichzeitig die Resultate der erwähnten Harringtonschen Messungen und ältere von Drude vergleichshalber eingetragen. Daß gesättigte Harnstofflösung eine höhere DEK als Wasser hat, war schon früher bekannt. Fürth hat die

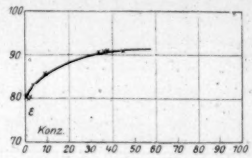

Fig. 20.

Abhängigkeit von der Konzentration genau verfolgt (Fig. 20).

Auch Glykokollösungen zeigen einen Anstieg ihrer DEK mit der Konzentration (Fig. 21).

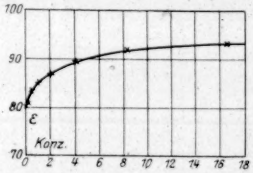

Fig. 21.

Über die Ursachen dieses Anstieges vergleiche C, II, 10. Saccharin zeigt einen sehr steilen Anstieg schon bei kleinen Konzentrationen, fällt dann aber ebenso rasch. Gelatine und Albuminlösungen, als sehr viskös, lassen den von

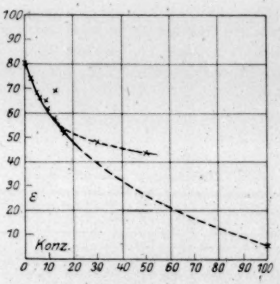

Fig. 22.

der Theorie erwarteten Verlauf erkennen (Fig. 22 u. 23 [vgl. A, 2, Fig. 1]).

Einige Lösungen sehr schwacher Elektrolyte, welche wegen ihrer besonderen chemischen Eigenschaften von Interesse sind, hat O. Blüh (8) untersucht. Ausgehend von der Annahme, daß die von Fürth (38) konstatierten hohen DEK-

Werte der Glykokollösungen mit der amphoteren Natur dieses Stoffes zusammenhängen, d. h.

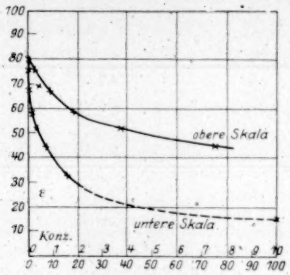

Fig. 23.

seinem Verhalten als Zwitterion, hat der Referent Lösungen von fünf anderen amphoteren Substanzen untersucht. Falls diese Substanzen

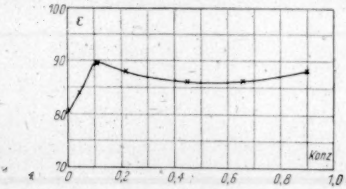

Fig. 24. Sulfanilsäure.

Zwitterionen zu bilden imstande sind, durfte man eine Erhöhung der DEK des Lösungsmittels erwarten, da das Zwitterion als Dipol von sehr großem elektrischen Moment wirken muß. Die Kurven, welche die Abhängigkeit der DEK

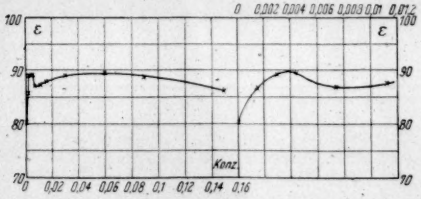

Fig. 25. Methylorange.

von der Konzentration zeigen, sind in den Fig. 24 bis 28 dargestellt. Sie zeigen einen etwas komplizierten Verlauf, der vom Verfasser aufgeklärt wird. Die Messungen erfolgten nach der zweiten Drudeschen Methode, bei 80 cm Wellenlänge und der Temperatur 20° C. Eine Untersuchung der Lösungen von Benzoesäure zeigte, daß dieser nicht amphotere Stoff die DEK des Wassers herabsetzt.

9. Die DEK nichtwässeriger Lösungen. Die Bestimmungen der DEK nichtwässeriger Lösungen hat weniger Schwierigkeiten als die

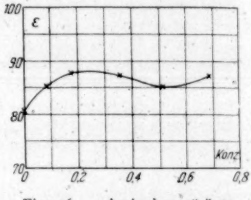

Fig. 26. *o*-Aminobenzoësäure.

der wässerigen, weil die DEK der in Betracht kommenden organischen Lösungsmittel verhältnismäßig klein sind, also die Dissoziation

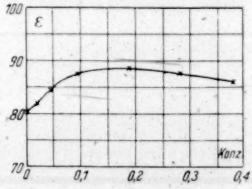

Fig. 27. *p*-Aminobenzoësäure.

der in ihnen gelösten Salze und damit wieder die Leitfähigkeit gering ist. Die enge Beziehung zwischen DEK und dissoziierender Kraft hat Walden an einer großen Zahl von Solventien mit dem Salz Tetraäthylammoniumjodid ge-

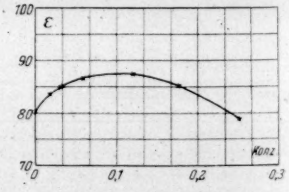

Fig. 28. Hippursäure.

prüft und die Nernst-Thomsonsche Regel bestätigt.

Über die DEK von Lösungen hat Walden (160) gleichfalls sehr umfangreiche Untersuchungen nach der zweiten Drudeschen Methode unternommen. Bei Lösungsmitteln mit

kleinen DEK konnte er durchwegs Zunahmen der DEK konstatieren, falls Salze darin gelöst wurden. Eine große Anzahl organischer Substanzen wurde in Chloroform (DEK 4,95) gelöst und die DEK der Lösungen bestimmt. Dann wurden als Solventien auch noch Methylchlorid (DEK 8,3) und Ameisensäureäthylester (DEK 8,2) herangezogen. In Äthylformiat wurden mehrere anorganische Salze, wie NaJ, $LiBr$, CaJ_2, $HgCl_2$, gelöst und ein Anstieg der DEK gefunden. Auf diese Waldensche Arbeit soll aber hier nicht näher eingegangen werden, weil sie durch die Arbeiten desselben Verfassers als überholt erscheint.

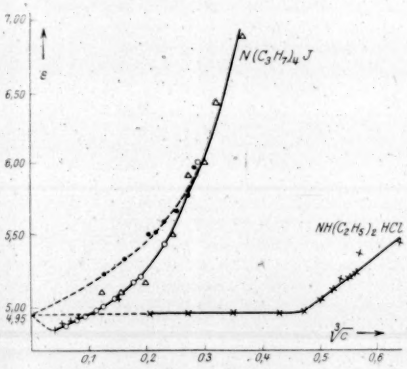

Fig. 29.

In einer neueren Arbeit von Walden, Ulich und Werner (163) ist der Einfluß gelöster Salze auf die DEK organischer Lösungsmittel besonders genau untersucht worden. Wegen der Meßmethode vergleiche B, 3. Die Messungen von Tetrapropyljodid und Diäthylaminhydrochlorid sind in Fig. 29 dargestellt; als Abszisse ist $\sqrt[3]{c}$ eingetragen. Tetrapropylammoniumjodid zeigt den durch Fig. 30 dargestellten Verlauf. Als besonders charakteristisch erkennt man aus den Figuren, daß die DEK zuerst abnimmt und dann erst ansteigt. Ein gleiches Verhalten zeigen die Lösungen von Tetraäthylammoniumpikrat in *o*-Chlorbenzol, Tetrapropylammoniumjodid in Tetrachloräthan; bei den Lösungsmitteln Anilin und Äthylenchlorid treten die Minima nicht auf, was auf Unreinheit der Präparate zurückgeführt wird. Als Lösungsmittel mit einer höheren DEK als 10 kamen Pyridin und *m*-Nitrotoluol in Verwendung. In ersterem wurde Tetrapropylammoniumjodid (Fig. 31) untersucht. Dieses und auch gelöstes Diäthylhydrochlorid zeigt die Minimumbildung. Es erscheint beachtenswert, daß schon früher Fürth (40) bei Natriumchloridlösungen in Wasser eine ähnliche Minimumbildung beobachtet hat (vgl. Fig. 17).

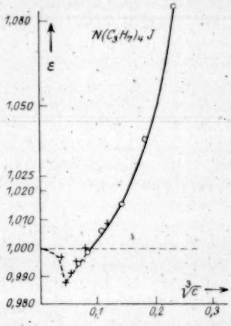

Fig. 30.

10. Theoretische Betrachtungen über die DEK von Lösungen. Während die gegenwärtigen Verhältnisse über den Zusammenhang zwischen DEK und chemischer Konstitution (siehe C, II, 6) noch über das Formale nicht hinaus sind, können wir uns dank der

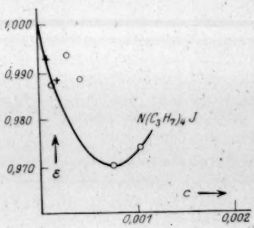

Fig. 31.

Dipoltheorie über die DEK von Lösungen schon etwas konkretere physikalische Vorstellungen machen.

Man hat früher versucht, die DEK einer Lösung aus den DEK der Komponenten, also des Lösungsmittels und des Gelösten zu berechnen. Walden (160) hat es z. B. unternommen, die DEK. der gelösten Substanz aus der gemessenen DEK der Lösung und des Lösungsmittels nach einer Mischungsformel auszurechnen. Fürth (38) hat darauf hingewiesen, daß in diesen Versuchen kein Sinn stecken kann, weil es nicht möglich ist, von einer DEK einer gelösten Substanz zu sprechen. Aus den

Fürthschen Messungen (vgl. C, II, 8) erkennt man ja, wie sehr, und wie sehr verschieden, gelöste Substanzen auf die DEK des Lösungsmittels wirken können. Die Lösung hat eine bestimmte DEK und es ist umgekehrt auch nicht richtig, von der DEK des Lösungsmittels (Wasser) in Lösungen zu sprechen, wie das Zahn (170) tut.

Wegen der großen Diskrepanzen in den Meßergebnissen der DEK wässeriger Elektrolytlösungen war es lange Zeit nicht möglich, auch nur mit geringer Wahrscheinlichkeit den richtigen Sinn der DEK-Veränderung des Lösungsmittels anzugeben. Längere Zeit behalf man sich mit folgendem Analogiebeschluß: Walden findet (160) bei nichtwässerigen Lösungen höhere DEK als die des Solvens, also wird das gleiche auch bei Wasserlösungen Geltung haben. In verdünnten Lösungen sollte durch die Ionen keine Wirkung ausgeübt werden, dann aber bei immer konzentrierteren Lösungen der undissoziierte Bestandteil auf die DEK erhöhend wirken.

O. Blüh (8, 9) hat die entgegengesetzte Ansicht vertreten. Ausgehend von den von Ratnowsky (123) und Herweg (63, 64) (vgl. A, 3) gefundenen DEK-Verminderungen durch Anlegen eines elektrischen Feldes an eine Dipolflüssigkeit sprach er die Vermutung aus, daß in den starken Feldern der Ionen eine Polarisation des Wassers stattfinden würde. Dadurch verlieren die Wasserdipole ihre Beweglichkeit gegenüber äußeren Feldern bzw. werden von diesen schwerer polarisiert werden können. Diese Anschauung hängt auch mit der Tatsache zusammen, daß bei Auflösen eines Elektrolyten in Wasser eine Volumverkleinerung stattfindet, welche nach Drude und Nernst als Elektrostriktion bezeichnet, der Wirkung der elektrostatischen Ionenfelder zugeschrieben wird.

In einer besonderen Arbeit hat Blüh (9) das Problem quantitativ zu fassen versucht, nachdem die Arbeit von Sommer (137) (vgl. C, II, 8) ein wenn auch nur geringes neues Vergleichsmaterial geboten hatte. Wenn die Erniedrigung der DEK des Wassers von der Polarisation der Wassermoleküle in der Nähe der Ionen abhängt, dann muß sie mit der Größe dieser Wasserhüllen zusammenhängen. Man muß daher zuerst darüber eine Annahme machen, wie groß die Wasserhülle ist und Blüh hat die Werte für den Radius der hydratisierten und nichthydratisierten Ionen aus der Bornschen Theorie der Ionenbeweglichkeit (12) genommen. Zweitens nahm er an, daß in dieser Wasserhülle die DEK gleich 1 zu setzen ist, d. h. vollständige Polarisation herrscht und die in der Hülle befindlichen Wassermoleküle von äußeren Feldern nicht beeinflußt werden. Hingegen sollen die außer den Hydrationshüllen befindlichen Wasserdipole allein der Wirkung äußerer Felder gehorchen und von den Ionenfeldern in ihrer Bewegung nicht gestört werden. Die Bornschen Werte für die scheinbaren Radien haben eigentlich keinen realen Sinn, da ja seine Hydrationstheorie keine wirklich gebundenen Wassermoleküle am Ion kennt. Nichtsdestoweniger sind diese Werte für die Radien aus dieser Theorie genommen worden. Tabelle XXI gibt die Werte für die Reihe der Alkalien und für das Chlorion.

Tabelle XXI.

	Wirklicher Radius	Scheinbarer Radius
Li	$0{,}45 \cdot 10^{-8}$	$2{,}26 \cdot 10^{-8}$
Na	0,51	1,74
K	0,69	1,17
Rb	0,79	1,12
Cs	0,83	1,11
Cl	0,73	1,15

Aus diesen Werten läßt sich das Volumen der Wasserhülle um jedes einzelne Ion berechnen. Die DEK der Lösung ergibt sich dann durch Verwendung einer linearen Mischregel, wobei eine Komponente die DEK des Wassers, die andere die DEK 1 hat. Man erhält so für einfach normale Lösungen der Chloride von Lithium, Kalium und Natrium die in Tabelle XXII eingetragenen Werte.

Tabelle XXII.

	DEK	Leitfähigkeit
Wasser	80,18	—
$LiCl$	78,62	0,0634
$NaCl$	79,60	0,0744
KCl	80,75	0,0985

Diese Werte sind in Fig. 32 gemeinsam mit den von Sommer experimentell bestimmten (Tabelle XVIII) eingetragen. Man erkennt, daß die beobachteten Erniedrigungen weit größer sind als die berechneten; da aber Sommer auf die Absolutgrößen keinen Wert legt, soll nur die relative Lage der Geraden berücksichtigt werden. Nach den Vorstellungen des Referenten muß sich bei Betrachtung der Alkalireihe (gleiches Anion vorausgesetzt) eine stärkere Erniedrigung bei den stärker hydratisierten Ionen zeigen. Darauf allein wird Wert gelegt und dies wird auch vom Experiment bestätigt.

E. Hückel (74) geht in seiner Theorie der konzentrierten wässerigen Lösungen von der gleichen Annahme aus, daß die DEK einer Lösung kleiner ist als die des Lösungsmittels.

Diese Erniedrigung soll nach Hückel zu einer Erhöhung des Aktivitätskoeffizienten führen. Aus dem Anwachsen dieser Größe schließt Hückel auf die DEK-Werte der Lösung zurück und gelangt so zu Werten, welche im Zahlenwert annähernd mit den von Blüh gefundenen übereinstimmen; auch hier ergibt sich für Natriumchloridlösung eine kleinere DEK als für Kaliumchloridlösungen.

Die Erniedrigung der DEK des Wassers bei Auflösen eines Elektrolyten haben Walden und seine Mitarbeiter (163) nachträglich bestätigen können. Fürth (40) hat einen neuerlichen Anstieg der DEK beobachtet, der dann auch von Walden bei nichtwässerigen Lösungen beobachtet werden konnte. Die Theorien der starken Elektrolyte, welche eine vollständige Dissoziation in Ionen annehmen, lassen den

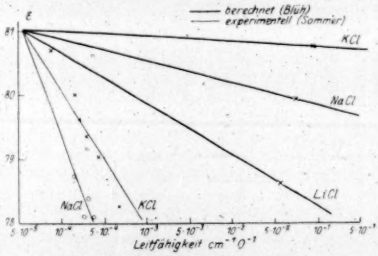

Fig. 32.

neuerlichen Anstieg von vornherein nicht erklärlich erscheinen, falls man nicht doch die Bildung von undissoziierten Molekülen annehmen wird.

Da die DEK des Wassers in einem Wellenlängenbereich von ca. 70 cm bis ∞ den konstanten Wert 80 hat, so darf auch die DEK einer Lösung in diesem Gebiet keine Dispersion zeigen, da nach den Ansichten des Referenten die DEK der Ionen selbst die DEK der Lösung nicht beeinflussen. Das wird wenigstens solange der Fall sein, als nicht doch undissoziierte Moleküle auf die DEK einwirken. — Daß die DEK einer Lösung durchaus nicht linear mit zunehmender Konzentration abnehmen muß, hat O. Blüh (9) schon besprochen, da sich dann die Wasserhüllen gegenseitig an ihrer Ausbildung stören werden, was einer Verkleinerung derselben gleichkommt. Dieses Verhalten und der Mangel an Dispersion im erwähnten Wellenbereich konnten Fürth und Blüh (43) am Vanadiumpentoxydsol konstatieren. (Vgl. C, II, 11.)

Die große Anwendbarkeit der Einführung des Dipolbegriffs in die Theorie der dielektrischen Erscheinungen zeigt noch folgender Fall. Die oben (C, II, 8) angeführten Resultate der Messungen von Blüh (8) an den Lösungen einiger amphoterer Elektrolyte zeigen, daß diese Substanzen die DEK des Wassers erhöhen. Die Versuche wurden unternommen, um das bis dahin hypothetische Zwitterion nachzuweisen. Er handelt sich nämlich bei den amphoteren Elektrolyten um Moleküle, welche gleichzeitig basisch und sauer sind; falls von einem solchen Molekül gleichzeitig ein Wasserstoff- und ein Hydroxylion abgespalten wird, bleibt ein Zwitterion übrig. Der Referent hat diese Zwitterionen als Dipole mit großem elektrischem Moment aufgefaßt und erwartet, daß alle Substanzen, welche zur Bildung solcher Zwitterionen fähig sein sollen, in Wasser gelöst, die DEK desselben erhöhen werden. Die Messungen (vgl. Fig. 24 bis 28) bestätigten die Vermutung und damit die Existenz der Zwitterionen. Der von E. H. L. Meyer (104) gemachte Einwand, daß nach seiner Formulierung (vgl. C, II, 6) schon die undissoziierten Moleküle der amphoteren Elektrolyte Dipole sind, scheint nicht berechtigt zu sein, denn die schon bei geringen Konzentrationen so sehr kräftig ansteigenden DEK lassen sich gewiß nur durch die Gegenwart von Komplexen mit sehr großen Momenten erklären, wie sie eben nur zustande kommen können, wenn an den Enden der verhältnismäßig langen Moleküle freie elektrische Ladungen sitzen. Auf die chemischen Folgerungen, welche sich aus der „dielektrischen Analyse" ziehen lassen, kann hier nicht eingegangen werden. Daß sich das Wasser selbst als amphoterer Elektrolyt auffassen läßt und seine hohe DEK vielleicht zum Teil auf die Gegenwart von Zwitterionen zurückzuführen wäre, ist schon früher erwähnt worden. (Vgl. C, II, 7.) Über die Bedeutung der dielektrischen Polarisation in reinen Stoffen und Mischungen hat L. Ebert (27) eine zusammenfassende Darstellung gegeben (Vgl. C, II, 6.) Darin macht er aufmerksam, daß die spezifische Polarisation P, ein Maß für das erzeugte Moment pro ccm, immer mit der DEK wächst, jedoch verschieden rasch nach der Größe der DEK. Ist die DEK klein, so ist P sehr empfindlich gegen die DEK; ist diese aber groß, so ist P unempfindlich. Bei der großen Empfindlichkeit von der DEK gegen Änderungen in P wird es verständlich, daß schon kleine Mengen von Zwitterionen die hohe DEK des Wassers so kräftig erhöhen. — Ein von Walden und Werner (162) verfaßter Artikel: Über unsere gegenwärtige Kenntnis der DEK von Elektrolytlösungen kann keinen Anspruch auf in allen Punkten völlig richtige Wiedergabe der Tatsachen erheben.

11. Die DEK von kolloidalen Lösungen und flüssigen Kristallen. Erst seit kurzer Zeit sind Messungen der DEK kolloider Lösungen vorgenommen worden. Nachdem schon R. Keller über die DEK von Goldkolloidlösungen berichtet hat, sind die ersten exakten Messungen von J. Errera (30) durchgeführt worden. Er arbeitete mit der verbesserten Nernstschen Apparatur. Hauptsächlich untersucht wurde das Sol des Vanadiumpentoxyds. Nach den Beobachtungen von Dieselhorst, Freundlich und Leonhardt ist nämlich die Lösung eines V_2O_5-Sols unter gewissen Bedingungen doppelbrechend. Die Partikel des V_2O_5 sind stäbchenförmig und können z. B. beim Fließen des Sols ausgerichtet werden, und zwar ist bemerkenswert, daß frische Sole die Erscheinung nicht zeigen; die Stäbchenbildung erfolgt mit der Zeit. Beim Schütteln einer älteren Lösung erkennt man deutlich eine Schlierenbildung. Von einer 14 proz. Lösung ausgehend, fand Errera bei den entsprechenden Verdünnungen folgende Werte.

Verdünnung	DEK
0	400
2	203
4	149
8	119
16	98
32	91
64	84
128	83

Auch der Einfluß des Alterns wurde untersucht und gefunden, daß mit zunehmendem Alter die DEK des Sols größer wird.

Alter	DEK
1 Tag	74,7
3 Tage	75,8
8 „	81,1
11 „	83,1
17 „	85,1

Weitere Untersuchungen erstrecken sich auf die Abhängigkeit von der Stromstärke und der Wechselzahl der angelegten Spannung. Die gleiche Lösung zeigt beispielsweise bei den angegebenen Wellenlängen die DEK-Werte:

	DEK
600 000	385
20 000	273
6 000	190.3
4 000	155,7
1 000	99,7
340	89

Es wird auch die Frage diskutiert, welchen Einfluß die DEK des Dispersionsmittels auf die physikalischen Eigenschaften und Zustandsänderungen eines physikalischen Systems haben. Die Größe der DEK zeigt sich z. B. in folgendem Falle entscheidend. Walden hat gefunden, daß sich das Tetraisomylammoniumjodid in Nitrobenzol (DEK = 35) ionisiert auflöst, in Eisessig (DEK = 6) aber molekular und in Benzol DEK = 2,5) kolloidal. Errera untersucht weiters die Stabilität einer Reihe kolloider Lösungen in bezug auf die DEK des Dispersionsmittels.

Die hohen DEK der V_2O_5-Sole bringt Errera mit der Stäbchenform der V_2O_5-Partikel in Zusammenhang. Auf einen irrtümlichen Schluß von Errera, daß nämlich mit zunehmender Feldstärke die DEK zunimmt, wird in einer Arbeit von Fürth und Blüh (43) hingewiesen. In Wirklichkeit nimmt mit der Feldstärke die Polarisation zu, und nicht die DEK, welche definitionsgemäß mit ihr durch die Gleichung

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \cdot E$$

zusammenhängt. Die Polarisation nähert sich mit wachsender Feldstärke einem Sättigungswert und die DEK dem Werte 1. Die von Errera aber nun wirklich festgestellte Vergrößerung der DEK mit der Feldstärke kann daher nur scheinbar auftreten, und zwar wahrscheinlich durch die mit der Erhöhung der Spannung verbundene Stromvergrößerung.

Da Errera nur mit Wellenlängen von einigen hundert Metern gearbeitet hat und es wünschenswert erschien, das Verhalten der DEK von V_2O_5-Solen auch bei Wellenlängen von der Größenordnung eines Meters zu untersuchen, haben Fürth und Blüh nach der zweiten Drudeschen Methode die DEK eines drei Jahre alten und eines frisch hergestellten Sols bestimmt. Die Resultate dieser Messungen stehen in den folgenden Tabellen und sind aus den Figuren 33 und 34 ersichtlich.

Tabelle XXIII (Fig. 33). Tabelle XXIV (Fig. 34).

3 Jahre altes Sol		Frisches Sol	
Konzentration	1,5 Proz.	Konzentration	1 Proz.
unverdünnt	88,0	unverdünnt	75,0
1/2	88,0	1/2	75,5
1/4	86,3	1/4	78,5
1/8	84,7	1/8	79,5
1/16	83,0	Wasser	80,5
Wasser	80,5		

Im Einklang mit Errera steht, daß das alte Sol eine höhere, das frisch hergestellte eine kleinere DEK als Wasser hat. Während aber Errera einen fast linearen Abfall mit der Kon-

zentration findet, erkennt man aus den Kurven von Fürth und Blüh (43) den Einfluß der Viskosität, welcher naturgemäß bei kurzen Wellen stärker hervortritt als bei langen (vgl. A, 2). Der Erniedrigungseffekt wird nach Blüh (9) so erklärt, daß die V_2O_5-Teilchen, solange sie selbst nicht zur Erhöhung der DEK beitragen, durch ihre Wasserbindung eine Erniedrigung der DEK

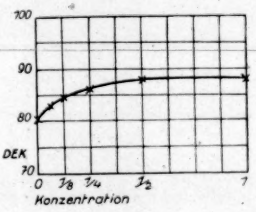

Fig. 33.

bewirken (vgl. C, II, 10). Da das Wasser im Gebiet von 70 cm bis ∞ die gleiche DEK hat, soll man bei einem so erklärten Erniedrigungseffekt auch keine Dispersion in diesem Gebiet finden. Wirklich stimmen die von Errera für ein frisch hergestelltes Sol mit wesentlich längeren Wellen bestimmten DEK mit den von Fürth und Blüh bestimmten überein.

Die DEK der flüssigen Kristalle hat erstmalig W. Kast (86) untersucht. Diese Substan-

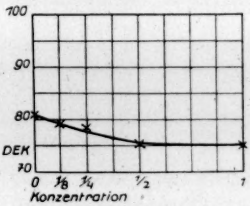

Fig. 34.

zen, welche zwischen dem amorphflüssigen und dem kristallinisch-festen Zustand etne besondere Phase zeigen, sind doppelbrechend. Nach Bose handelt es sich bei ihnen darum, daß die von vornherein langgestreckten Moleküle die Tendenz haben, sich parallel zu richten. Es bilden sich auf diese Weise Schwärme von der Größenordnung eines 0,01 mm aus. Die Trübung der Schmelzen rührt von der unregelmäßigen Lagerung dieser Schwärme her. Außer den von Lehmann als fließend-kristallinisch bezeichneten sind alle flüssigen Kristalle durch ein Magnetfeld beeinflußbar. Kast verwendet die Herwegsche Überlagerungsmethode, um Änderungen zwischen der DEK des ungeordneten Zustands und dem durch ein Magnetfeld geordneten Zustand der flüssigen Kristalle nachweisen zu können. Es ließen sich zwei Gruppen unterscheiden: im ersten Falle ist die Längsachse die Richtung der größten DEK, im zweiten Falle die der kleinsten DEK. Zu gleicher Zeit hat Ježewski (80, 81) den Einfluß eines magnetischen Feldes auf die DEK der flüssigen Kristalle untersucht. Er findet an Azooxyanisol und Azooxyphenetol eine Änderung der DEK, die mit wachsender Feldstärke größer wird.

L. S. Ornstein (114) hat im Anschluß an die Kastsche Arbeit (86) eine theoretische Formel für die von Kast gefundene Abhängigkeit der DEK der flüssigen Kristalle von der Stärke des angelegten Magnetfeldes aufgestellt. Er entwickelt eine Molekular- und eine Kristallaggregatstheorie, welche mit dem Kastschen Beobachtungsmaterial verglichen, zugunsten letzterer ausfällt.

12. Die DEK in der Biologie. Erst seit sehr kurzer Zeit hat die DEK in der Biologie eine Rolle zu spielen begonnen. Die Besprechung dieser Größe im Hinblick auf biologische Fragen erscheint darum hier am Platze zu sein, da sicher anzunehmen ist, daß dergleichen Untersuchungen wohl noch lange Zeit nicht allein Forschungsgebiet des Biologen werden sein können. Der Biologe ist auf die Mitarbeit des Physikers bei der Bestimmung der DEK angewiesen; diese Zusammenarbeit wird aber nur dann gedeihlich sein, sobald der Physiker ein wenig die Bedeutung der DEK für die Biologie kennen lernt.

In zahlreichen Arbeiten hat als erster R. Keller (87, 88) auf die Wichtigkeit der Kenntnis der DEK biologisch wichtiger Substanzen hingewiesen. Auf seine Veranlassung hat R. Fürth (38) eine Reihe solcher Stoffe untersucht. Die Messungen sind in Tabelle XXV zusammengestellt.

Diese Zahlen zeigen deutlich die große Bedeutung der DEK für biologische Vorgänge; überlegt man nur, daß nach der Nernst-Thomsonschen Regel die Dissoziation der Salze umso größer ist, je höher die DEK des Lösungsmittels ist, so erkennt man, daß im Blut gänzlich andere Dissoziationsverhältnisse herrschen müssen als im Wasser.

Es seien hier nur noch die DEK von drei Farbstoffen, gleichfalls von Fürth bestimmt, angegeben, da dieselben zu histologischen Färbungen verwendet werden.

Nachtblau fest	4,4
Kongorot fest	20,0
Methylenblau fest	18,1

Tabelle XXV.

Stärke	11,6	Menschliches Blut	85,5
Dextrin	8,0	Menschliches Blutserum	85,5
Casein	8,0	Blutkuchen (nach Trocknen und Pulverisieren)	84,0
Hämoglobin	14,2	Pferdeserum	85,0
Cholesterin	5,4	Diphtherieheilserum	85,5
Lecithin	13,0	Meerschweinchenserum	85,2
Lecithin in Wasser emulgiert		Inaktiviertes Serum	
Gew.-Proz.	DEK	½ Stunde erhitzt	83,4
0,075	77,5	½ Stunde geschüttelt	81,9
0,15	74		
Pepsin in Wasser gelöst		Fraktionen des menschl. Serum:	
Gew.-Proz.	DEK	Albuminfraktion	82,5
1	78,5	Globulinfraktion	85,2
2	76,0		
Trypsin in Wasser gelöst		Froschmuskelsubstanz	83
Gew.-Proz.	DEK	Gehirnsubstanz des Menschen:	
0,25	81,5	graue	85,0
0,5	84	weiße	90,0
Kuhmilch	66	Nervus opticus vom Rind	89
Sahne	63		
Eiweiß	68	Gewebssubstanz grüner Blätter	85
Eigelb	60		

Eine interessante Erscheinung haben Fürth und Keller (41) beobachtet, sobald man Serum mit geringen Mengen von Äthylalkohol versetzt. Die DEK des Serums steigt bei Zusätzen von wenigen Promille an Alkohol erst sehr steil an bis zum Wert 93, fällt dann und geht bei immer größeren Zusätzen, wobei Koagulation des Serums eintritt, einem konstanten Wert zu. Auch die Leitfähigkeit zeigt, wie zu erwarten, bei der gleichen Menge zugesetzten Alkohols ein Maximum. Andere physikalische Eigenschaften des alkoholversetzten Serums, welche von Fürth und Blüh (42) bestimmt wurden, gestatteten das Verhalten des Alkohols mit Hilfe von Dipolvorstellungen zu erklären. Die gefundene Beeinflussung des Serums durch Alkohol läßt sich zur Deutung der physiologischen Einflüsse des Alkohols heranziehen.

Die bekannte Erscheinung, daß die antiseptische Wirkung von äthylalkoholischer Sublimatlösung mit dem Wassergehalt zunimmt, erklären W. Hellenbrand und G. Joachimoglu (61) auf die Weise, daß bei stärkerer Wasserverdünnung die DEK des Lösungsmittels größer wird und dadurch die Dissoziation des Sublimats wächst. Die Verfasser haben Sublimatlösungen von verschiedenen Lösungsmitteln hergestellt und auf ihre antiseptische Wirkung hin geprüft und finden, daß das Sublimat in Lösungsmitteln mit kleiner DEK keine antiseptische Wirkung entfaltet.

Von E. A. Hafner (58) ist während Abfassung dieses Referats ein zusammenfassender Bericht: „Biologie und Dielektrizitätskonstante" erschienen. Nach Besprechung der allgemeinen Grundlagen, der Zusammenhänge zwischen chemischer Konstitution und DEK bespricht Hafner die Bedeutung der DEK für die Biologie. Über den gegenwärtigen Stand der Frage schreibt er: „Betrachtet man die allgemeinen Grundlagen und vergleicht damit das bis jetzt experimentell beigebrachte Material über die Rolle der DEK im organischen Geschehen, so ist es offensichtlich, daß wir nicht über die ersten Anfänge hinaus sind. Noch ein weites, unbetretenes Arbeitsfeld liegt brach". Im Hafnerschen Referat findet sich ein reichhaltiges Literaturverzeichnis, in welchem die einschlägige Literatur nachzuschlagen ist.

Das Interesse, welches nun auch die Biologen an der DEK zu gewinnen scheinen, wird am deutlichsten dadurch illustriert, daß kürzlich in Abderhaldens Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden ein Referat über Methoden zur Bestimmung der DEK, welche für die Biologie von Bedeutung sein können, erschienen ist, welches J. Errera zum Verfasser hat (31).

III. Feste Körper.

1. Zur Bestimmung der DEK fester Dielektrika lassen sich so ziemlich alle gebräuchlichen Meßmethoden heranziehen. Häufig wird der feste Körper pulverisiert und nach der Starkeschen Methode untersucht, wobei ein Flüssigkeitsgemisch gleicher DEK aufgesucht wird. In letzter Zeit haben die Messungen dadurch eine Bereicherung erfahren, weil wegen weiter unten zu besprechender Eigenschaften der Phosphore diese Stoffe häufig und mit empfindlichen Methoden untersucht wurden.

1. Die DEK fester Substanzen bei verschiedenen Bedingungen. Von S. Gagnebin (44) ist die Temperaturabhängigkeit der DEK von kristalliertem Quarz bei hohen Temperaturen bestimmt worden. Bei Messungen parallel zur Hauptkristallachse fand er einen Anstieg der DEK um das 2,8fache zwischen 220° und 300° C. Die DEK zeigt bei 575°, wo eine Umwandlung stattfindet, keine Veränderung, sondern bleibt von 300° bis 650° auf einem konstanten Wert. Genauere Zahlenangaben macht der Verfasser in einer späteren Mitteilung.

E. Baumann (5) hat die DEK einer großen Anzahl fester Salze bestimmt. Die von ihm erhaltenen Zahlenwerte werden von Heydweiller (70) in seiner Arbeit über den Zusammenhang von Dichte, DEK und Refraktion verwertet. Die DEK einiger Vanadiumverbindungen sind von Loomis und Schlundt (98) untersucht worden. Mit der Herwegschen

Apparatur (vgl. B, 1) hat Joachim (82) die DEK von festen anorganischen Salzen bestimmt. Die Salze wurden fein pulverisiert in einen Nickeltiegel gepreßt. Es ergaben sich folgende Resultate:

Substanz	DEK
KCl	2,42
$KAl(SO_4)_2$	3,87
$PbCl_2$	6,03
$PbSO_4$	16,07
$(COOH)_2Pb$	2,57
S (amorph)	4,76
$HgCl_2$	2,95
$Hg(CN)_2$	3,11
$(NH_4)_2SO_4$	3,31

Ein Vergleich dieser Zahlen mit den mit Hilfe der Starkeschen Methode erhaltenen zeigt beispielsweise beim KCl, daß die DEK dieses Salzes nach der Joachimschen Methode kleiner gefunden wird. Auch die Temperaturabhängigkeit der DEK einiger Salze wurde untersucht. Es ergaben sich keine beobachtbaren DEK-Differenzen. Doch wird vom Verfasser vermutet, daß mit der empfindlicheren Überlagerungsmethode eine Temperaturabhängigkeit zu konstatieren wäre. Solche Beobachtungen wären besonders bei denjenigen Salzen interessant, welche mit Temperaturänderung eine intramolekulare Umlagerung erfahren. Im folgenden die Beobachtungen von Joachim:

Substanz	$+17^0$	-5^0	-20^0	-30^0	-45^0	-60^0	-180^0
S	2,84	2,84		2,84		2,84	2,84
$(NH_4)SO_3$	2,56		2,56		2,56	2,56	2,55
$HgCl_2$	2,58	2,58	2,58		2,58	2,58	
$Hg(CN)_2$	2,41		2,41		2,41	2,41	
$PbCl_2$	4,29	4,29		4,29		4,29	4,29

Die DEK natürlicher und künstlicher Edelsteine und des Bernsteins untersucht R. Fellinger (34). Veranlassung bot die Frage, ob es möglich sei, aus dem dielektrischen Verhalten synthetische Edelsteine von natürlichen zu unterscheiden. Eine solche Unterscheidungsmöglichkeit wurde aber durch die Fellingersche Arbeit nicht erzielt. Die Messung erfolgte durch Aufhängung eines dünnen Scheibchens des Kristalls zwischen Kondensatorplatten. Das Drehmoment, welches die Scheibe im elektrischen Wechselfeld erfährt, wird mit Spiegel und Skala abgelesen. Die folgende Zusammenstellung gibt über die DEK-Werte einen Überblick.

Topas	$\varepsilon_A = 6{,}2512$	$\varepsilon_B = 6{,}5357$	$\varepsilon_C = 64412$
Beryll	$\varepsilon_\perp = 7{,}023$	$\varepsilon_\parallel = 6{,}076$	
Rubin	13,2663	11,284	
Saphir, farblos	13,186	11,418	
Synthetischer Rubin	13,3838	11,0361	
Synthetischer Saphir, farblos	12,80	11,029	
Bernstein	2,863		

Rogers (128) bestimmt die DEK von Seide nach der Brückenmethode. Es wird einmal zwischen die Kondensatorplatten ein Gemisch Luft—Seide, dann Paraffin—Seide gebracht. Für weißen Satin erhält er 4,6, für schwarzen Satin 4,97 und für weiße Seide 4,6. Die DEK des Glimmers hat Weeks (164) untersucht: er fand bei Entfernung aller Luftschichten nie einen kleineren Wert als 6,4. Zur Bestimmung der DEK von keramischen Massen wurde von Burmester (17) ein besonderes Verfahren ausgearbeitet. G. E. Bairsto (3) hat die DEK von Löschpapier, Glas, Guttapercha, Marmor usw. untersucht. Er arbeitete mit ungedämpften Wellen verschiedener Frequenzen und erhielt folgende DEK-Werte:

Frequenz	Papier	Glas	Gummi	Guttapercha	Marmor	Schiefer
920	1,83	6,6	2,73	2,92	8,88	50,0
$4 \cdot 10^5$	1,72	6,2	2,51	2,42	8,05	12,9
$8 \cdot 10^5$	1,72	6,2	2,45	2,70	7,8	10,0
$2{,}6 \cdot 10^6$						8,95

Schon früher hatte R. Jaeger (79) die DEK verschiedener fester Körper in Zusammenhang mit der Dipoltheorie untersucht. Die Debyesche Theorie der anomalen Dispersion ist auf feste Körper nicht anwendbar, doch hat Rubens auch eine Änderung der DEK fester Körper im Gebiet der langen elektrischen Wellen behauptet. Zur Messung wurde hauptsächlich eine Lechersche Anordnung verwendet. Zur Untersuchung gelangten Glas, Quarz, Gummi, Marmor, verschiedene anorganische Salze usw. In einem beträchtlichen Wellenlängenbereich bis hinunter zu 10 m konnte keine Dispersion beobachtet werden.

Brommels (16) hat die DEK von Eis bestimmt und nach der Nernstschen Methode den

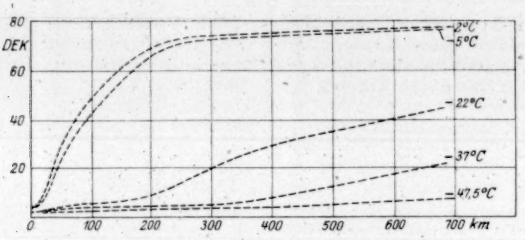

Fig. 35.

Wert 3,40 erhalten. Die Absorption des Eises für elektrische Wellen bestimmte Granier (51).

In einer Arbeit über die Bestimmung der DEK fester Körper in der Nähe des Schmelzpunktes berichtet Errera (Journ. de Phys. 5, 304, 1924) auch über die Messungen an Eis. Die Messung erfolgte nach der Nernstschen Methode mit Wellenlänge zwischen 500 m bis 1000 km. Für verschiedene Temperaturen ergibt sich das in Fig. 35 veranschaulichte Verhalten. Die weiteren Untersuchungen von Errera erstrecken sich auf Dimethylsulfat, Nitrobenzol, Essigsäure und andere Substanzen. Es ergibt sich allgemein, daß im festen Zustand anomale Dispersion besteht und daß die Dispersion in der Weise von der Temperatur abhängt, daß die DEK um so weniger bei Übergang zu längeren Wellen zunimmt, je tiefer die Temperatur ist.

2. Die DEK der Phosphore. Nach Lenard geschieht das Nachleuchten der Phosphore in der Weise, daß von den z. B. in einem *ZnSCu*-Phosphor enthaltenen Kupferatomen durch die Wirkung des Lichtes Elektronen abgespalten werden. Diese Elektronen kommen in den Bereich von Schwefelatomen und werden von diesen eine gewisse Zeit festgehalten. Beim Rückgang der Elektronen zum Kupfer wird die Wellenlänge der Phosphorbande ausgestrahlt.

Die großen Widersprüche, welche darin bestanden, daß verschiedene Autoren einen positiven, andere einen negativen Temperaturkoeffizienten für feste Stoffe im allgemeinen fanden, veranlaßten F. Schmidt (144), die Temperaturabhängigkeit der DEK des Schwefels und eines *Ca Bi*-Phosphors zu verfolgen. Das Resultat war, daß ein fast geradliniger Anstieg der DEK mit der Temperatur konstatiert wurde.

In einer anderen Arbeit untersuchte Schmidt die DEK einer Reihe verschiedenster Phosphore (145). Die Messung erfolgte mit Hilfe ungedämpfter Wellen und Überlagerungsempfang. Die Phosphore wurden in Pulverform nach der Starkeschen Methode verwendet. Als Flüssigkeiten, welche durch Variation des Mischungsgrades so weit verändert werden, daß sie die gleiche DEK wie der zu untersuchende Phosphor haben, kamen hauptsächlich in Betracht: Toluol, Äther, Chloroformgemische usw., also solche Flüssigkeiten, welche die Phosphore nicht angreifen. Wenn man die Phosphore in Gruppen einteilt, so kann man für die in dieser Gruppe vorkommenden Stoffe die Mittelwerte der DEK nehmen; diese Werte sind für die Gruppe charakteristisch. Es haben von den Sauerstoffphosphoren die

Calciumphosphore die DEK	7,20
Strontiumphosphore . . .	7,44
Bariumphosphore	8,43

von den Schwefelphosphoren die

Calciumphosphore die DEK	7,68
Strontiumphosphore . . .	8,65
Bariumphosphore	8,50
Zinkphosphore	7,26

Wie man sieht, haben die Sauerstoffphosphore im Mittel kleinere DEK als die Schwefelphosphore. Hingegen zeigen Selenphosphore höhere DEK.

Gudden und Pohl (55), (56), haben am Sidotblendenphosphor eine bis dahin nicht bekannte Erscheinung beobachtet, daß sich nämlich die DEK dieses Phosphors mit der Belichtung erhöht. Die Verfasser arbeiteten mit monochromatischem Licht. Um das Dielektrikum im optischen Bild einer Spektrallinie unterbringen zu können, mußte der Kondensator recht klein gewählt werden. Er bestand aus Messingstreifen, welche auf Glimmer aufgeschraubt waren. In dem zwischen beiden befindlichen Raum wurde das Kristallpulver eingepreßt. Die Messung erfolgte mit ungedämpften Wellen und der Länge 100 m und Überlagerungsempfang. Für die DEK der Sidotblende ergab sich der Wert 7,2. Durch Belichtung wird dieser Wert stark erhöht. Der Effekt steigt im monochromatischen Licht langsamer als proportional der Lichtintensität an;

dabei zeigt sich eine selektive spektrale Verteilung.

Nach der gleichen Methode hat W. Molthan (108, 109) den beschriebenen Effekt weiter untersucht. Wenn die Belichtung mit der Quecksilberlinie 436 $\mu\mu$ erfolgte, so ergab sich für den *Zn*-Phosphor eine Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Wellenlänge	DEK
2000	13,9
1500	13,25
1100	12,4
800	11,7
600	11,1
450	10,7
300	10,2
0	8,07

Mit abnehmender Wellenlänge wird die durch das Licht bewirkte Erhöhung der DEK des Phosphors verkleinert.

Gleichfalls anschließend an die Beobachtung von Gudden und Pohl hat Herweg (65) die Temperaturabhängigkeit des Belichtungseffektes am *ZnSCu*-Phosphor untersucht. Herweg stellt sich die Frage, ob beim Mechanismus der Lichtaussendung (siehe oben) die Beweglichkeit der Elektronen durch die Belichtung nur vergrößert wird oder die Bindung am Schwefelatom sehr schwach ist, so daß dieses gebundene Elektron leicht verschoben wird. Würde man also den Phosphor bei sehr tiefen Temperaturen untersuchen und bei Bestrahlung eine Vergrößerung der DEK finden, so ließe sich aus der Vergrößerung ein Schluß auf die Festigkeit der Bindung des Elektrons am Schwefelatom ziehen. Denn nach Lenard tritt bei sehr tiefen Temperaturen ein Nachleuchten der Phosphore nicht auf, obzwar eine Aufspeicherung der Lichtenergie erfolgt, d. h. es werden zwar vom Kupfer Elektronen abgespalten und vom Schwefel gebunden, aber sie kehren in ihre alte Lage nicht mehr zurück. Da aber *ZnSCu*-Phosphor auch noch bei — 170° nachleuchtet, lassen sich aus den Herwegschen Messungen keine Schlußfolgerungen ziehen, da die Messungen nur bis zur erwähnten Temperatur geführt worden sind. Die Messung erfolgte mit der vom Verfasser angegebenen Überlagerungsmethode (vgl. B, 5).

In einer zweiten Arbeit beschäftigt sich Herweg (66) damit, ob die beweglichen Elektronen durch ein äußeres elektrisches Feld beeinflußt werden können und wie sich damit im Zusammenhang die DEK ändert. Der Phosphor wurde so lange belichtet, bis die Vergrößerung der DEK einen Endwert erreicht hatte. Dann wurde bei weiter andauernder Belichtung das elektrische Feld angelegt. Bei genügend starken Feldern zeigte sich eine Verkleinerung der DEK. Es ergibt sich die Notwendigkeit des Anlegens einer Minimalfeldstärke (1300 Volt/cm), um den Effekt zu erzielen.

Mit der Temperaturabhängigkeit des *ZnSCu*-Phosphors befaßt sich auch eine Arbeit von Wilde (168). Die DEK wird durch Belichtung am stärksten bei der Temperatur 140° C erhöht; bei Temperaturen unter — 100° und über 360° wird der Erhöhungseffekt unmeßbar. Der zeitliche Anstieg des Effekts wird im Anfang der Belichtungszeit mit der Energie der Strahlung proportional gefunden.

Eine Besprechung über den von ihnen gefundenen Effekt geben Gudden und Pohl (57). Die Tatsache, daß er bisher nur am *ZnSCu*-α-Phosphor beobachtet worden ist, wird von den Verfassern als eine Frage der Meßgenauigkeit angesehen.

3. Die dielektrischen Nachwirkungserscheinungen. Wenn auch die Besprechung der dielektrischen Nachwirkung nicht unbedingt in den Rahmen dieses Berichtes gehört, sollen einige Worte darüber gesagt sein. Wagner (158) hat schon früher die Nachwirkung durch die Existenz fertiger Dipole erklärt. Von Ulfilas Meyer stammen Bemerkungen zur dielektrischen Nachwirkung. Experimentell beschäftigt sich mit den elektrischen Deformationen der Dielektrika B. L. Bouchet (14). Über die dielektrische Hysteresis handelt eine Arbeit von M. Mouline (110). Dabei findet er unter anderem einen Einfluß der Periode, was auf viskose Hysteresis zurückzuführen ist. Dielektrische Anomalien von Rochellesalzkristallen beobachtet J. Valasek (153).

S. Mikola (107) zeigt, daß die typischen Dielektrika im elektrischen Feld fast immer permanent polarisiert werden. Einem solchen permanent elektrisierten Dielektrikum hat Môtotaro Eguchi (111) den Namen „Elektret" gegeben. Einige Wachse und Harze, welche im flüssigen Zustand eine mäßige Leitfähigkeit haben, sind im festen Zustand sehr gute Isolatoren. Der Verfasser läßt ein Gemisch von Harzen und Wachsen in einem elektrischen Feld erstarren. Das Dielektrikum zeigt dann, nachdem es vollständig erstarrt ist, auch wenn es aus dem Feld herausgenommen wird, starke Polaritäten. Dabei läßt sich die Polarität durch Erwärmen mit dem Bunsenbrenner, bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen, Waschen mit verschiedenen Reagentien usw., nicht aufheben. Eine Abnahme der Oberflächendichte der freien Ladung konnte auch nach jahrelanger Beobachtung nicht gefunden werden.

Literatur seit dem Jahre 1912.

(Ältere Literatur ist in 147 nachzuschlagen.)

1) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **20**, 166, 1923.
2) K. H. A. Angervo und Mikko Liiri, Olvers. Finsk Ve'ensk. Soc. Förh. **56**, 9, 1913/14.
3) G. E. Bairsto, Proc. Roy. Soc. London **96**, 363, 1920.
4) H. Barkhausen und K. Kurz, Physik. Zeitschr. **21**, 1, 1920.
5) E. Baumann, Dissertation 1914, Rostock.
6) G. E. Bell und F. Y. Poynton, Phil. Mag. **49**, 1065, 1925.
7) C. Bergholm, Zeitschr. f. Phys. **8**, 68, 1921.
8) O. Blüh, Zeitschr. f. phys. Chemie **106**, 341, 1923; III. 251, 1924.
9) —, Zeitschr. f. Phys. **25**, 220, 1924.
10) R. Bock, Zeitschr. f. Phys. **31**, 534, 1925.
11) S. Boguslawski, Physik. Zeitschr. **15**, 283, 1914.
12) M. Born, Zeitschr. f. Phys. **1**, 221, 1920.
13) M. Born u. H. Kornfeld, Physik. Zeitschr. **24**, 121, 1923.
14) B. L. Bouchet, Ann. de Phys. **12**, 295, 1919.
15) G. Breit und H. Kamerlingh-Onnes, Comm. from the Phys. Lab. of the University of Leiden. Nr. 171.
16) H. Brommels, Soc. Scient. Fenn. Comment. phys. mat. **1**, 1922.
17) A. Burmester, Arch. f. Elektrotechnik **13**, 146, 1924.
18) A. P. Carman, Phys. Rev. **24**, 396, 1924.
19) — und G. T. Lorance, Phys. Rev. **20**, 715, 1922.
20) R. Clausius, Mechanische Wärmetheorie, II. Bd., S. 65. 1879.
21) K. T. Compton und C. T. Zahn, Phys. Rev. **23**, 781, 1924.
22) P. A. Cooper, Nature **109**, 814, 1922.
23) K. Czukor, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 73, 1915.
24) P. Debye, Physik. Zeitschr. **13**, 97, 1912; **13**, 295, 1912.
25) —, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 777, 1913.
26) —, Handbuch der Radiologie, Bd. VI, S. 597, 1924.
27) L. Ebert, Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 1, 1924.
28) —, Zeitschr. f. phys. Chem. **14**, 430, 1925.
29) F. Eckert, Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 307, 1913.
30) J. Errera, Kolloidzeitschr. **31**, 58, 1922; **32**, 157, 240, 373, 1923.
31) —, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden (Abderhalden), IIIA, S. 911.
32) G. Falkenberg, Ann. d. Phys. **61**, 160, 1920.
33) —, Ann. d. Phys. **61**, 167, 1920.
34) R. Feilinger, Ann. d. Phys. **60**, 181. 1919.
35) Ch. Franke, Ann. d. Phys. **77**, 159, 1925.
36) E. C. Fritts, Phys. Rev. **21**, 198, 1923.
37) O. E. Frivold, Physik. Zeitschr. **22**, 603, 1921.
38) R. Fürth, Ann. d. Phys. **70**, 64, 1923.
39) —, Zeitschr. f. Physik **22**, 98 1924.
40) —, Physik. Zeitschr. **25**, 676, 1924.
41) R. Fürth und R. Keller, Biochem. Zeitschr. **141**, 187, 1923.
42) R. Fürth und O. Blüh, Kolloidzeitschr. **34**, 129, 1924.
43) — —, Kolloidzeitschr. **34**, 259, 1924.
44) S. Gagnebin, C. R. soç. suisse de phys. 1923.
45) R. Gans, Ann. d. Phys. **64**, 481, 1921.
46) R. Gans und H. Isnardi, Zeitschr. f. Phys. **9**, 153, 1922.
47) E. W. Gill, Rad Rev **2**, 450, 1921.
48) E. W. B. Gill und J. H. Morell, Phil. Mag. **44**, 161, 1922.
49) W. Glitsch, Physik. Zeitschr. **23**, 544, 1922.
50) W. Graffunder, Ann. d. Phys. **70**, 225, 1923.
51) J. Granier, Compt. rend. **179**, 1313, 1924.
52) M. Grenacher, Ann. d. Phys. **77**, 138, 1925.
53) F. V. Grimm und W. A. Patrick, Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 2794, 1923.
54) M. Grützmacher, Zeitschr. f. Phys. **28**, 342, 1924.
55) B. Gudden und Pohl, Zeitschr. f. Phys. **1**, 365, 1920.
56) — —, Ann. d. Phys. **68**, 154, 1922.
57) — —, Zeitschr. f. Phys. **30**, 14, 1924.
58) E. A. Hafner, Ergebnisse der Physiologie **24**, 566, 1925.
59) W. Hammer, Ber. d. Naturf. Ges. Freiburg, 1920.
60) E. A. Harrington, Phys. Rev. **8**, 581, 1916.
61) W. Hellenbrand u. G. Joachimoglu, Biochem. Zeitschr. **153**, 131, 1925.
62) H. Hellmann u. H. Zahn, Physik. Zeitschr. **26**, 680, 1925.
63) J. Herweg, Verh. d. D. phys. Ges. **21**, 572, 1919.
64) —, Zeitschr. f. Phys. **3**, 36, 1920.
65) —, Zeitschr. f. Phys. **16**, 23, 1923.
66) —, Zeitschr. f. Phys. **16**, 29, 1923.
67) J. Herweg u. W. Pötzsch, Zeitschr. f. Phys. **8**, 1. 1921.
68) W. Hertwig, Ann. d. Phys. **42**, 1099, 1913.
69) W. Herz, Zeitschr. f. Phys. **3**, 308, 1920.
70) A. Heydweiller, Zeitschr. f. Phys. **3**, 308, 1920.
71) —, Physik Zeitschr. **26**, 526, 1925.
72) Hikoo Saegusa, Science Rep. **10**, 445, 1922.
73) F. Holborn, Zeitschr. f. Phys. **6**, 328, 1921.
74) E. Hückel, Zeitschr. f. Phys. **26**, 93, 1925.
75) W. H. Hyslop u. A. P. Carman, Phys. Rev. **15**, 243, 1920.
76) H. Isnardi, Physik. Zeitschr. **22**, 230, 1921.
77) —, Zeitschr. f. Phys. **9**, 153, 1922.
78) L. C. Jackson, Phil. Mag. **43**, 481, 1922.
79) R. Jaeger, Ann. d. Phys. **53**, 409, 1917.
80) M. Jezewski, Journ. de Phys. **5**, 59, 1924.
81) —, Ann. d. Phys. **75**, 108, 1924.
82) H. Joachim, Ann. d. Phys. **60**, 570, 1919.
83) M. Jona, Physik. Zeitschr. **20**, 14, 1919.
84) L. T. Jones u. H. C. Tasker, Phys. Rev. **18**, 330, 1921.
85) Karolus u. Prinz Reuß, Physik. Zeitschr. **22**, 362, 1921.
86) W. Kast, Ann. d. Phys. **73**, 145, 1924.
87) R. Keller, Kolloidzeitschr. **36**, 173; **37**, 255, 1925; **29**, 293, 1921.
88) —, Biochem Zeitschr. **115**, 134, 1921; **128**, 409, 1922; **136**, 163, 1923.
89) O. Klein, Medd. Nobelinstitut **3**, Nr. 24, 48, 1918.
90) L. Kockel, Ann. d. Phys. **77**, 417, 1925.
91) J. Kroò, Physik. Zeitschr. **13**, 246, 1912.
92) L. Lange, Zeitschr. f. Phys. **33**, 169, 1925.
93) R. T. Lattey, Phil. Mag. **41**, 829, 1921.
94) M. E. Lear, Journ. phys. chem. **28**, 829, 1924.
95) P. Lertes, Zeitschr. f. Phys. **5**, 257, 6, 56, 1921.
96) — Zeitschr. f. Phys. **8**, 72, 1921.
97) — Physik Zeitschr. **22**, 621, 1922.
98) A. G. Loomis u. H. Schlundt, Journ. phys. chem. **19**, 734, 1915.
99) R. Lorenz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **153**, 370. 1924.
100) — u. W. Herz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **127**, 369, 1923.
101) R. Lundblad, Zeitschr. f. Phys. **5**, 349, 1921.
102) R. Mesny, L'onde électrique, Jan. 1924.
103) G. Meßtorff, siehe R. Wachsmuth (157).
104) E. H. L. Meyer, Zeitschr. f. Phys. **24**, 143, 1924; Ann. d. Phys. **75**, 801, 1924.
105) Ulf. Meyer, Verh. d. D. phys Ges. **19**, 139, 1917.
106) F. Michaud u. A. Balloul, Ann. de Phys. **11**, 295, 1919.
107) S. Mikola, Zeitschr. f. Phys. **32**, 4, 1925.
108) W. Molthan, Zeitschr. f. Phys. **4**, 262, 1921.
109) —, Zeitschr. f. Phys. **5**. 284. 1921.
110) M. Mouline, Ann. de Toulouse **14**, 71, 1923.
111) Mototaro Eguchi, Phil. Mag. **49**, 178, 1925.

112) H. G. Möller, Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. Braunschweig, Vieweg 1922.
113) Occhialini u. Bodareu, Ann. d. Phys. **42**, 67, 1913.
114) L. S. Ornstein, Ann. d. Phys. **74**, 445, 1924.
115) Pagliarneo, Phys. Rev. **23**, 300, 1924.
116) W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **6**. 319. 1921.
117) Pekka Siivola, Soc. Scient. Fenn. Comment. phys. mat. I, Nr. 18. S. 7, 1922.
118) W. Pocher, Jahrb. d. Math.-Naturw. Fakultät Göttingen 1923. S. 46.
119) G. Pohrt, Ann. d. Phys. **42**, 569, 1913.
120) G. Potapenko, Zeitschr. f. Phys. **20**. 21, 1923.
121) W. P. Powers u. J. C. Hubbard, Phys. Rev. **15**, 535, 1920.
122) L. Pungs u. G. Preuner, Physik. Zeitschr. **20**, 543. 1919.
123) S. Ratnowsky, Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 497, 1913.
124) M. Reich (gemeinsam mit W. Pocher), Verh. d. D. phys. Ges. **4**, 1923.
125) M. Reinganum, Ann. d. Phys. **38**, 649, 1912.
126) Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum. Berlin, Springer. 1922.
127) H. Riegger, Ann. d. Phys. **59**, 753, 1919.
128) F. J. Rogers, Phys. Rev. **16**, 370, 1920.
129) Romanoff, Ann. d. Phys. **69**. 125, 1922.
130) H. Rubens, Verh. d. D. phys. Ges. **17**, 315, 1915.
131) H. Rukop, Ann. d. Phys. **42**, 215, 1913.
132) A. Sachanow u. J. Prscheborowsky, Zeitschr. f. Elektrochem. **20**, 39, 1914.
133) Sauzin, C. R. **171**, 164, 1920.
134) L. A. Sayce u. H. V. A Briscoe, Journ. Chem. Soc. **127**, 315, 1923.
135) C. P. Smyth, Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 2151, 1924.
136) —, Phil Mag. Mai 1923, März 1924.
137) S. Sommer, Dissertation Berlin 1923.
138) G. C. Southworth, Phys. Rev. **23**, 631, 1924.
139) Sutherland, Phil. Mag. **39**, 1, 1805.
140) Cl. Schaefer u. J. Merzkirch, Zeitschr. f. Phys. **13**, 166, 1923.
141) A. Scheibe, Ann. d. Phys. **73**, 54, 1924.
142) H. Schlundt u. Underwood, Journ. phys. Chem. **19**. 338. 1915.
143) — u. F. O. Germann, Journ. phys. Chem. **29**, 353, 1925.
144) F. Schmidt, Ann. d. Phys. **44**, 329, 1914.
145) —, Ann. d. Phys. **64**, 713, 1921.
146) E. Schrödinger, Wiener Ber. 21 (IIa), 1937, 1912.
147) —, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, herausgeg. von L. Grätz, S. 157, Bd. I, Lief. 2, 1912.
148) F. Tank, Physik. Zeitschr. **17**, 114, 1916.
149) K. Theodortschick, Physik. Zeitschr. **23**, 344, 1922.
150) Thiel u. Daßler, Zeitschr. f. phys. Chem. **108**, 298, 1924.
151) J. J. Thomson, Phil. Mag., Mai 1914.
152) H. Ulich, Zeitschr. f. Elektrochem. **31**, 413, 1925.
153) J. Valasek, Phys. Rev. **24**. 560. 1924.
154) Yrjö Väisälä, Oefers. Finsk. Vetensk. Soc. Förh. **57**, 9, 1914 15.
155) L. Verain. C. R. **154**. 345, 1912.
156) —, Ann. de Phys. I, 255, 1914.
157) R. Wachsmuth (nach Versuchen von G. Meßtorff), Verhandl. d. D. phys. Ges. **3**, 7, 1922.
158) K. W. Wagner, Verh. d. D. phys. Ges. **15**. 45, 1913; Ann. d. Phys. **40**. 817, 1913.
159) F. Waibel, Ann. d. Phys. **72**. 161. 1923.
160) P. Walden, Bulletin St. Petersbourg 1912, S. 305.
161) — u. H. Ulich, Zeitschr. f. phys. Chem. **110**, 43, 1924.
162) — u. O. Werner, Zeitschr. f. phys. Chem. **111**, 465, 1924.
163) —, H. Ulich u. O. Werner, Zeitschr. f. phys. Chem. **115**, 177, 1925; **116**, 261, 1925.
164) J. H. Weeks, Phys. Rev. **19**, 272, 1922.
165) R. Weichmann, Phys. Zeitschr. **22**, 535, 1921.
166) H. Weigt, Physik. Zeitschr. **22**, 643, 1921.
167) P. Weiß, C. R. **178**, 739, 1924.
168) R. Wilde, Zeitschr. f. Phys. **15**, 350, 1923.
169) M. Wolfke u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. from the Phys. Labor. of the University of Leiden. Nr. 171, S. 9.
170) H. Zahn, Zeitschr. f. Phys. **31**, 362, 1925.
171) C. T. Zahn, Phys. Rev. **24**. 400, 1924.
172) J. Zenneck u. H. Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 5. Auflage. Stuttgart, Enke. 1925.

Prag, 19. Dezember 1925.

(Eingegangen 21. Dezember 1925.)

BESPRECHUNGEN.

A. v. Jhering, Maschinenkunde für Chemiker. (Handbuch der angew. physikal. Chemie, herausgegeben von G. Bredig, Band III.) Gr.-8°. VIII u. 348 S., m. 280 Abb. u. 7 Tafeln. 3., umgearb. Aufl. Leipzig, J. A. Barth. 1925. RM. 18.—, geb. RM. 20.—.

Die neue, noch von dem kürzlich verstorbenen Verfasser selbst fertiggestellte Auflage des bekannten Werkes ist auch für die heute zahlreichen in der chemischen Großindustrie tätigen Physiker von erheblichem Interesse, und das um so mehr, als wohl die Mehrzahl dieser ihre Ausbildung auf Universitäten genossen haben und daher rein technischen Dingen etwas ferner stehen werden. Das Buch erfüllt seinen Zweck durch seine klare und übersichtliche, durch zahlreiche instruktive Abbildungen und Tafeln unterstützte Darstellung.

Der Umfang einiger Kapitel, z. B. des Teiles II, Kap. 1 u. 2, Dampfkessel und -maschinen, erscheint allerdings für den vorliegenden Zweck etwas reichlich bemessen. Es ist hier keineswegs erforderlich, eine möglichst große Anzahl von Kessel- und Maschinentypen zu beschreiben. Weniger wäre hier mehr gewesen. Vermißt wird hierbei die Beschreibung einer modernen Höchstdruckkesselanlage. Dafür kommen andere Kapitel wieder zu kurz, z. B. der Abschnitt „Destillation" (Kap. 3, § 3 des III. Teiles). Hier müßte die sehr umfangreiche Beschreibung einer Apparatur zur Verarbeitung des Rohgaswassers auf Seite 252 bis 259 (!) ganz erheblich gekürzt und dafür mehr auf die Konstruktion und Arbeitsweise moderner Destillierkolonnen eingegangen werden.

Da das Werk sich keineswegs auf rein maschinelle Dinge beschränkt, sondern sich auch vielfach mit mancherlei apparativen Einrichtungen beschäftigt, würde eine Ergänzung nach dieser Seite seine Brauchbarkeit wesentlich steigern. Einige Stichworte: Teil III, Kap. 2 Plausonsche Kolloidmühle, Rohrmühlen; Kap. 3 Absorptionstürme, Scheibenwascher u. ä., Trommel-, Dreh- und Tauchfilter, Windsichter, magnetische Erzscheidung, Flotationsverfahren. Teil IV, Kap. 1 u. 2

Rührgefäße, Autoklaven u. dgl. sowie Kap. 4 Krause- und Bühler-Trockner usw. Ferner Auslauge-, Löse- und Kristallisationseinrichtungen und dergleichen mehr.

Hansen.

H. Hahn u. H. Tietze, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik. Gr.-8°. XII u. 332 S. m. 83 Fig. Leipzig, S. Hirzel. 1925. Geh. M. 18.—, geb. M. 20.—.

Das vorliegende Werk, in mehrfacher Umarbeitung aus volkstümlichen Kursen an der Wiener Universität hervorgegangen, wendet sich an jeden, „der Differential- und Integralrechnung wegen ihrer Anwendungen in Natur- und technischen Wissenschaften lernen und nicht nur mechanisch ihre Regeln sich aneignen, sondern auch sie verstehen will". (Aus dem Vorwort.) In der Tat haben die Verfasser es verstanden, ihren Stoff so darzustellen, daß der Leser, durch praktische Probleme angeregt, zuerst den Sinn und Zweck der Sache kennen lernt, ehe Begriffe, Methoden, Beweise in endgültiger Fassung an ihn herantreten. Das Buch behandelt zunächst Zahlen, Grenzwerte und Funktionen, bringt dann die Elemente der Differential- und Integralrechnung und schließt mit einfachen Differentialgleichungen und dem Wichtigsten über Funktionen mehrerer Veränderlichen ab. Zahlreiche ausführlich durchgerechnete Beispiele aus Geometrie und Physik erweisen die oben gekennzeichnete Gesinnung des Werkes. Die Definition der Irrationalzahl ist mit der praktischen Aufgabe ihrer Berechnung durch Dezimalbrüche verwoben, die Definition der Zahl e, die Funktionalgleichungen für a^x und $\log x$, wie die Differentialgleichung für e^x sind an dem Problem der Zinseszinsrechnung herausgearbeitet. Die speziellen Differenzierungsmethoden werden erst durchgenommen, nachdem eine Reihe von Problemen behandelt ist, die den Begriff des Differentialquotienten im Verständnis fest zu verankern geeignet ist.

E. Nies.

F. Löwe, Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners. (Fortschritte der Chem. Technologie in Einzeldarstellungen Bd. 6.) 166 S. mit 34 Abb. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. Geh. M. 6.—, geb. M. 7.20—.

Der Verfasser gibt auf Grund seiner reichen Erfahrung und gründlichen Sachkenntnis eine auch für den Physiker nützliche zusammenfassende Darstellung der spektroskopischen, refraktrometrischen und interoferometrischen analytischen Methoden. Der eingehenden Beschreibung der Apparate (meist nach den Ausführungen von Zeiß) folgt die Darlegung der Meßmethoden mit vielen praktischen Hinweisen und ihrer Anwendung auf die speziellen chemischen und medizinischen Aufgaben. Physikalisch von besonderem Interesse und hier wohl zum erstenmal zusammenfassend besprochen dürften die quantitativen spektralanalytischen Methoden von Hartley und Gramont sein. Reichliche Literaturangaben ergänzen den Text. Jedenfalls kann das schöne und interessante Buch nur empfohlen werden.

R. Seeliger.

F. Honoré, Le Radium. 8°. VIII u. 145 S. mit Abbildungen u. Tafeln. Paris, Gauthier-Villars & Cie. 1926. Fr. 18.—.

Der Verfasser hat sich das Ziel gesteckt, in seinem Büchlein alles, was den Bildungshungrigen vom Radium interessieren kann, diesem zu vermitteln. In wesentlich historischer Darstellungsweise ohne Heranziehung auch nur der elementarsten Hilfsmittel der höheren Mathematik ist ihm dies auch vollständig gelungen. In Anknüpfung an Geläufiges wird der Leser in den Kapiteln: Radium und Licht, Entdeckung der Radioaktivität und des Radiums, die Merkwürdigkeiten des Radiums, in die Welt dieser Erscheinungen eingeführt. Die Kapitel: die Strahlungen des Radiums, Meßmethoden, Zerfallshypothese, Herkunft der Zerfallsenergie usw. ergänzen das Bild, das noch durch Abschnitte über Radiumindustrie und medizinische Anwendungen sowie einen kurzen Ausblick vervollständigt wird. Zahlreiche wörtliche Zitate beleben die Darstellung, welche sich auf das Wesentliche und Sicherste unseres Wissens vom Radium beschränkt und die Begrenztheit unseres Wissens unterstreicht, wo dies am Platze ist.

Kirsch.

O. Müller, Radioaktivität und neue Atomlehre. 164 S. m. 28 Abbildungen. Leipzig, Quelle & Meyer. 1926. Geb. M. 1.80.

Diese Schrift, welche als Band 222 der Sammlung „Wissenschaft und Bildung" erscheint, ist im Verhältnis zu ihrem Umfang äußerst reichhaltig. Auswahl, Anordnung und Darstellung des Stoffes darf mit Hinblick auf den Leserkreis, für den es bestimmt ist, im allgemeinen als gelungen bezeichnet werden. Es ist nur schade, daß das Büchlein so manchen Fehler enthält, der sich bei mehr Sorgfalt wohl hätte vermeiden lassen. Die Formel des Hexans H_6O_{14} (fett gedruckt) mag ja ein Druckfehler sein. Für die falschen Besetzungszahlen der Elektronenringe auf S. 128 (8 Elektronen in der innersten Schale!) kann man das doch nicht annehmen; ebensowenig bei der Angabe (S. 150), daß 100 kg Radium genügen würden, das Wärmegleichgewicht der Erde zu erhalten. Auf S. 95 heißt es: . . . daß das Thorium zunächst mit einer Halbwertszeit von 6,7 Jahren in . . . zerfällt. Solche „Ungenauigkeiten" in der Ausdrucksweise finden sich mehrere. In dem Zerfallsschema von *ThC* (S. 101) sind die Beschriftungen der Pfeile verwechselt usw.

Die angeführten Mängel sind um so mehr zu bedauern, als das Büchlein sicher einem vorhandenen Bedürfnis entspricht. An die ziemlich eingehende Darstellung der Ergebnisse der radioaktiven Forschung, die einige Vollständigkeit anstrebt, ist ein Kapitel über Atombau (Rutherford-Bohr, Isotopie usw.) angeschlossen. Ein Abschnitt über die Anwendung der radioaktiven Erscheinungen in Forschung und Praxis bildet den Abschluß.

Kirsch.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1926.

Technische Hochschule Aachen. **Starke**: Experimentalphysik II, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz**: Theorie der Wechselströme, 2; Experimentalphysik enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2. — **Polis**: Klimatologie, 2; Aeroiogie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen, 2—4. — **Steubing**: Photographie, 1, Übungen, 2—3; Einführung in die Vakuumtecinik und ihre Anwendungen, 1. —

Universität Basel. **Hagenbach**: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, ganz- und halbtägig, für Anfänger (mit Veillon), 8, für Mediziner und Ärzte, 2; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Matthies**: Einführung in die Grund-

lagen der theoretischen Physik, mit Übungen, 5; Allgemeine Relativitätstheorie, 3; Mathematisch-physikalisches Seminar für Anfänger, 2. — **Veillon**: Linsen und Linsensysteme nach Gaußscher Theorie, 1; Handfertigkeitspraktikum (mit Zickendraht), 2. — **Zickendraht**: Magnetismus, 2; Radiopraktikum II, insbesondere Messungen an Elektronenröhren, 3. — **Zehnder**: Geschichte der Elektrizität und des Magnetismus, 1; Elektrotechnik: Starkstrom, 1. — **Schmid**: Die Erzeugung elektrolytischer Metallniederschläge, mit Demonstrationen, 1; Die Thermoelektrizität der Legierungen, 1. —

Universität Berlin. **Nernst**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner und Jentzsch), tägl. — **Planck**: Theoretische Optik, 4. — **Hettner**: Allgemeine Mechanik, 4. — **v. Laue**: Relativitätstheorie, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Einstein, Pringsheim, Hettner), $1\frac{1}{2}$. — **Byk**: Nichteuklidische Geometrie und Mechanik, 2. — **Paschen**: Das Licht als Wellenbewegung, 2. — **Jentzsch**: Interferenz und Beugung, 1; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Henning**: Einführung in die Theorie der Wärme, 2. — **Bennewitz**: Kinetische Theorie der Gase, 1. — **Becker**: Neuere Probleme der Quantenmechanik, 1. — **Pringsheim**: Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Ladenburg**: Besprechung neuerer Arbeiten aus der Atomphysik (mit Grotrian), 2 *g*. — **Meitner**: Fragen der Kernphysik, 1 — **Bothe**: Röntgenphysik, 1. — **Weißenberg**: Chemische Konstitution, Kristallbau und physikalische Eigenschaften im Lichte der geometrischen Strukturtheorie, 1. — **Fock**: Einleitung in die Naturphilosophie, 1. — **Gehrcke**: Einführung in die höhere Mathematik: Elemente der Differential- und Integralrechnung, unter besonderer Berücksichtigung der Anwendungen auf die Naturwissenschaften, 2. — **Scheffer**: Wissenschaftliche Grundlagen und Ausübung der Mikroskopie, nach Vereinbarung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung, *g*. — **Blasius**: Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Wehnelt**: Physikalisches Praktikum für Anfänger, 7, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*, für Pharmazeuten, 3; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **Westphal**: Physikalische Demonstrationsübungen, $1\frac{1}{2}$. — **v. Ficker**: Die atmosphärischen Störungen, 2; Die Wettervorgänge in den Alpen, nach Vereinbarung, *g*; Meteorologisch-aerologisches Kolloquium (mit Hergesell), 2 *g*; Anleitung zur Ausführung meteorologisch-klimatologischer Untersuchungen (mit Knoch), tägl. *g*. — **Hergesell**: Ausgewählte Kapitel aus der dynamischen Meteorologie II, nach Vereinbarung, *g*. — **Knoch**: Das Klima der Tropenzone, 1 *g*. — **Kähler**: Meteorologische Optik, 1. — **Less**: Allgemeine Klima- und Wetterkunde, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember**: Experimentalphysik II, 5; Physikal. Praktikum I, 3 und 6, II (einschl. Laboratoriumstechnik), 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Seminar, 14tägig, 1 *g*. — **Toepler**: Elektrizität und Magnetismus, 3, Übungen, 1; Elektrizität der Atmosphäre, 1; Größere physikalische Arbeiten: Theoretische Physik, ganztägig; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Saupe und Wiedmann), 4wöchentlich, 2 *g*. — **Alt**: Meteorologisches Praktikum, 2. — **Goldberg**: Angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik, 1 *g*. — **Klughardt**: Die Berechnung optischer Systeme II, mit Übungen, 2; Die Fernrohre (ihre Bauart und Wirkungsweise), 1; Das Mikroskop (Einführung), 1. — **Luther**: Stereoskopie, mit Übungen, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten, ganz- und halbtägig, 2 und 4. — **Saupe**: Medizinisch-röntgentechnisches Praktikum, 14tägig, 2. — **Wiarda**: Einführung in die Maxwellsche Theorie, 2; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 1. — **Wiedmann**: Fluoreszenz, Phosphoreszenz und Lichtelektrizität, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3; Selbständige Arbeiten, ganztägig. —

Universität Graz. **Benndorf**: Optik (Fortsetzung), 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic), 2 *g*. — **Heß**: Experimentalphysik II, 5; Physikalische Besprechungen, 2 *g*. — **Rumpf**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Elektrizitätslehre, 2. — **Rosenberg**: Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 3 *g*. — **Radakovic**: Elektrizität, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Brell**: Einführung in die geometrische Optik, 2. — **Wegener**: Physik der Atmosphäre II: Optik, Akustik, Elektrizität, 5. —

Universität Innsbruck. **Schweidler**: Experimentalphysik II, 4; Physikalische Meßmethoden (Fortsetzung), 1; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*. — **N. N.**: Theoretische Physik, 5; Seminarübungen, 2 *g*. — **Lerch**: Physik II, für Pharmazeuten, 5; Hauptsätze der Wärmelehre, 1 *g*. — **Hammerl**: Radiotelegraphische Messungen, 2 *g*. — **Defant**: Synoptische Meteorologie: Wetter und Wettervorhersage, 3; Erdmagnetismus, 2; Arbeiten für Vorgeschrittene, 6 *g*. — **Schedler**: Theorie und Praxis der meteorologischen Apparate, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede** Physik I B, 2, II B, 2, Physikalisches Laboratorium, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Peppler**: Allgemeine Meteorologie, 2; Das Klima der Tropenzone, 1. — **Riede**: Geometrische Optik; Optische Instrumente, 2. —

Universität Kiel. **Geiger**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8 und 4, für Doktoranden (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), $1\frac{1}{2}$ *g*. — **Zahn**: Ergänzungen zur Experimentalphysik: Vorführung und Besprechung ausgewählter Versuche, 2; Kritisches und ökonomisches Zahlenrechnen bei physikalischen und chemischen Messungen, 5—6 *g*. — **Kossel**: Thermodynamik, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Martienssen**: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 3. — **H. Schmidt**: Anleitung zu Demonstrationsversuchen im Schulunterricht, 1. —

Universität Köln. **Rinkel**: Experimentalphysik II: Akustik, Optik, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 7; Großes physikalisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar, 1. — **Förstering**: Theoretische Physik: Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Falkenhagen**: Übungen zur Optik, 2; Elektromagnetische Wellen einschließlich Optik kolloidaler Lösungen, 1; Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunks, 1. — **Wever**: Einführung in die Physik der Metalle, 2. —

Universität Königsberg i. Pr. **Kaufmann**: Experimentalphysik I: Mechanik und Wärme, 5; Seminaristische Übungen, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6; Physikalisches Kolloquium (mit Gans), 2 *g*. — **Gans**: Theorie der Wärme, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*: Selbständige Arbeiten in experimenteller und theoretischer Physik für Vorgerückte, *g*. — **Kretschmann**: Theorie der Elastizität und Hydrodynamik, 3; Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Hoffmann**: Experimentalphysik I, 2; Physikalische Übungen, 1. —

Universität Leipzig. **Wiener**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Möbius, Schiller und Kämpf), 9, für Fortgeschrittene, 9, für Mediziner 3; Selbständige Arbeiten (mit Marx, Möbius, Schiller und Kämpf), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), $1^1/_2$ *g*. — **Des Coudres**: Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. — **Marx**: Neuere Entwicklung der Radioaktivität und des Atomzerfalls, 1; Radiologisches Praktikum, 2. — **Möbius**: Atombau und Spektrallinien, 2. — **Schiller**: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 1—2. — **Kämpf**: Repetitorium der Physik, 2. — **Karolus**: Ausgewählte Kapitel der Elektrotechnik, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Weickmann**: Allgemeine Meteorologie II: Klima von Europa mit spezieller Behandlung von Deutschland, 2 *g*; Die modernen geophysikalischen Meßmethoden zur Lagerstättenuntersuchung: Praktische Geophysik, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Universität Marburg. **Schaefer**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben), 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Senftleben), tägl. — **Schulze**: Theorie der Optik, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Berek**: Die physikalischen Grundlagen der Photographie, 1; Geometrische Optik, 1. — **Senftleben**: Einführung in die theoretische Physik I: Mechanik, Thermodynamik, 2. —

Universität München. **W. Wien**: Experimentalphysik I: Mechanik, Schall, Wärme, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl., Übungen für Fortgeschrittene, tägl. — **Sommerfeld**: Partielle Differentialgleichungen der Physik, 4, Übungen, 2 *g*; Seminar (mit Herzfeld und Wentzel), 2 *g*; Über einige Grundfragen der Physik, 1; Theorie des Magnetismus, 1. — **Graetz**: Einleitung in die theoretische Physik II, 3. — **Schmauss**: Meteorologie II: Wettervorhersage, 2; Über Klimaschwankungen, 2; Meteorologisches Seminar, 1 *g*. — **Donle**: Einführung in die theoretische Elektrizitätslehre, 2 *g*. — **Rüchardt**: Elektromagnetische Schwingungen mit Experimenten, $1^1/_2$. — **Wentzel**: Theorie der Bandenspektren, 1; Zerstreuung von Licht und Röntgenstrahlen, 1. — **Kirchner**: Röntgenstrahlen II: Streuung und Interferenz, Spektroskopie, 1. —

Technische Hochschule München. **Zenneck**: Experimentalphysik II: Elektromagnetisches Feld, elektromagnetische Schwingungen, Ionen und Elektronen, Elektrooptik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, ganztägig. — **Fischer**: Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3; Schwingungs- und Wellenlehre, aus dem Gesamtgebiete der Physik, 3; Feinmessungen und Feinmeßwerkzeuge der Technik, 1; Praktisch-physikalische Übungen: Aufbau und Handhabung von Apparaten, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Kühl**: Sehen und Messen mit Fernrohren: Theorie physiologisch-optischer Beobachtungsfehler, 2. — **v. Angerer**: Grundlagen und Ergebnisse der Spektralanalyse, 1. — **Knoblauch**: Technische Meßmethoden, 2, Praktikum, 2; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Emden**: Grundzüge der Relativitätstheorie, 3. — **Dieckmann**: Hochfrequenzmeßtechnik, 2, Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, 8. — **Nusselt**: Mechanische Wärmetheorie, 3, Übungen, 2. —

Universität Münster. **G. Schmidt**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), 3 und 6, für Mediziner 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Szivessy), 14tägig, 2 *g*. — **Kratzer**: Thermodynamik, 4, Übungen, 2; Relativitätstheorie, 3, Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Szivessy**: Ergebnisse und Probleme der neueren Physik, 1. — **Siemens**: Einführung in die Elektrotechnik, 2. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma**: Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Elektrizitätsleitung in Gasen, 2. — **Koerner**: Thermodynamik, 2. —

Universität Rostock. **Füchtbauer**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8; Kolloquium (mit Schottky), 14tägig, $1^1/_2$ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Schottky**: Thermodynamik chemischer, elektrischer und Oberflächenvorgänge, 4, Übungen, 1; Physikalische Thermodynamik, 14tägig, $1^1/_2$. — **Falckenberg**: Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4; Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Drachenaufstiege und Windmessungen in großen Höhen, 2. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. G. Wittig für Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule München Dr. Fritz Kögl in gleicher Eigenschaft an der Universität Göttingen mit einem Lehrauftrag für organische Chemie, der Privatdozent für angewandte Photographie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Emmanuel Goldberg zum ord. Honorarprofessor ebenda, Dr. E. W. Washburn zum Leiter der chemischen Abteilung des U. S. Bureau of Standards in Washington, Dr. T. Iredale zum Dozenten für Chemie am Armstrong College in New Castle, Professor Dr. Wolf Johannes Müller vom anorganischen Laboratorium der J. G. Farbenindustrie Werk Leverkusen zum a. o. Professor für anorganische Technologie an der Technischen Hochschule Wien.

Beurlaubt: Der a. o. Professor der Physik an der Universität München Dr. Karl Herzfeld zwecks Übernahme der Speyer Professur an der Johns Hopkins University in Baltimore.

Ehrung: Dem früheren Präsidenten der Physikalischen Reichsanstalt in Berlin Wirkl. Geh. Oberregierungsrat Dr. Emil Warburg wurde der Adlerschild des deutschen Reichspräsidenten verliehen; Fräulein Professor Dr. Lise Meitner, Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie in Berlin-Dahlem, ist zum korrespondierenden Mitglied der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften gewählt worden; zum korrespondierenden Mitglied der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen der Abteilungsvorsteher beim preuß. geodät. Institut Potsdam Professor Dr. Gustav Angenheister.

Gestorben: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Mohr, der ord. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule München Geh. Regierungsrat Dr. Karl Doehlemann.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.